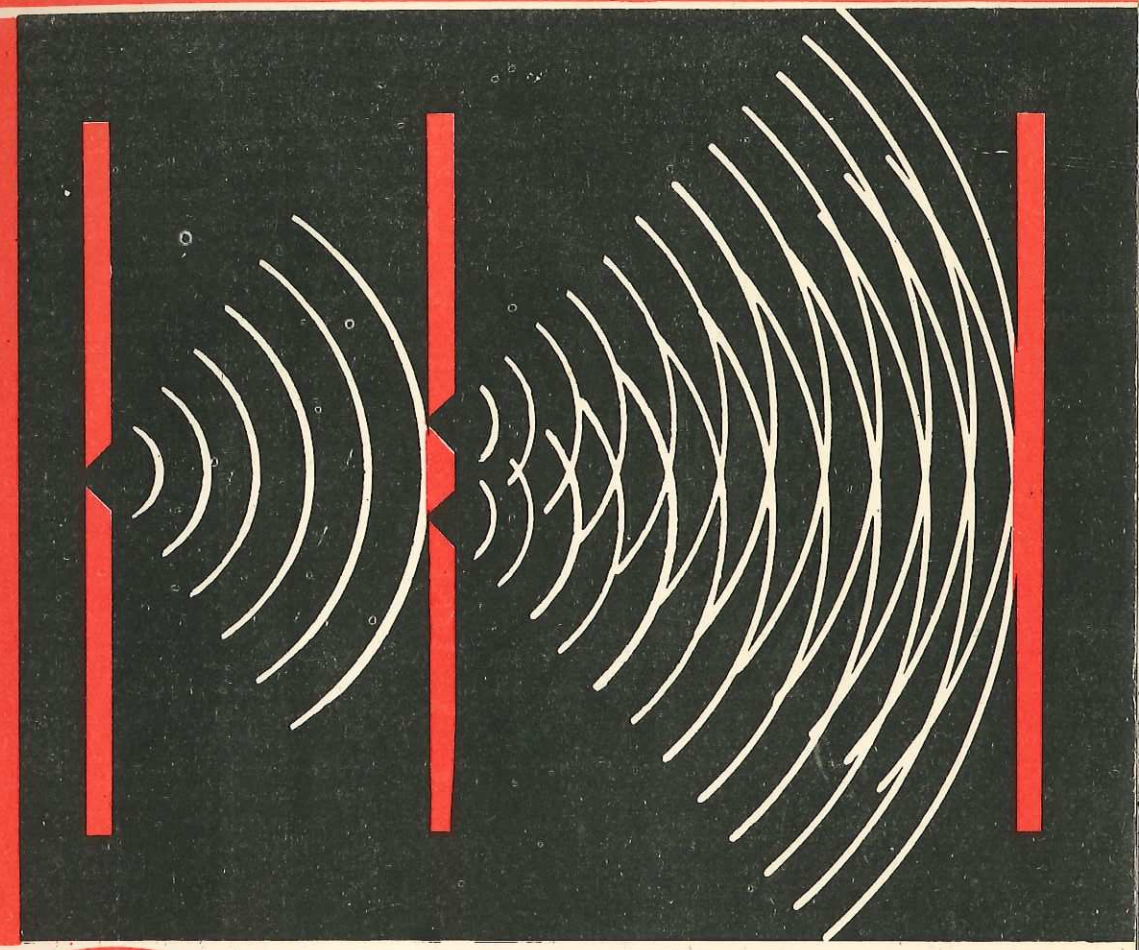
ISBN 973—30—0650—5

Lei 18,30

FIZICĂ XI

MINISTERUL ÎNVĂȚĂMÎNTULUI
NICOLAE GHERBANOVSCHI MARIA PRODAN ȘTEFAN LEVAI



XI

FIZICĂ

MANUAL PENTRU CLASA A XI-A

EDITURA DIDACTICĂ ȘI PEDAGOGICĂ
BUCUREȘTI — 1990

MINISTERUL ÎNVĂŢĂMÎNTULUI

NICOLAE GHERBANOVSCHI
MARIA PRODAN
ŞTEFAN LEVAI

FIZICĂ

MANUAL PENTRU CLASA A XI-a

EDITURA DIDACTICĂ ŞI PEDAGOGICĂ
BUCUREŞTI

Manualul a fost elaborat pe baza programei aprobate cu nr. 39732/1987.

Manualul a fost elaborat astfel:
Cap. 1, 2, 3, 4, 5, 6 de *N. Gherbanovschi*, lector, dr.
Cap. 7 (§: 1, 2, 3) şi cap. 8 de *Şt. Levai*, conf. dr.
Cap. 7 (§: 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10) de *M. Prodan*, prof.

Referenţi:
D. Ciobotaru, conf. dr.
I. Spânulescu, conf. dr.
C. Vrejoiu, conf. dr.

ISBN 973 — 30 — 0650 — 5

Redactor: *Ileana Bîrsan*
Tehnoredactor: *Ana Ţimpău*

CUPRINS

Cap. 1. Curentul alternativ

1.1. Circuite de curent alternativ. Comparaţie cu circuitul de curent continuu 5
1.2. Osciloscopul electronic folosit în studiul circuitelor de curent alternativ 6
1.3. Rezistor în curent alternativ 8
1.4. Circuit serie cu rezistor şi bobină în curent alternativ..... 8
1.5. Circuit serie cu rezistor şi condensator în curent alternativ.... 12
1.6. Circuit serie cu rezistor, bobină şi condensator în curent alternativ (circuit RLC serie) 16
1.7. Rezonanţa circuitului serie RLC 19
1.8. Circuitul paralel RLC în curent alternativ 22
1.9. Puterea în curent alternativ 25
Probleme 30

Cap. 2. Maşini electrice rotative

2.1. Clasificarea maşinilor electrice 34
2.2. Producerea curentului alternativ monofazat. Alternatorul.... 35
2.3. Sistemul trifazat. Alternatorul trifazat 37
2.4. Reversibilitatea maşinii sincrone. Motorul sincron..... 41
2.5. Maşina electrică asincronă. Motorul asincron..... 43
2.6. Maşini de curent continuu 47
2.7. Generatorul de curent continuu 49
2.8. Reversibilitatea maşinilor electrice de curent continuu. Principiul de funcţionare şi mărimile caracteristice ale motorului de curent continuu 51
Întrebări. Probleme 57

Cap. 3. Transformatorul

3.1. Principiul transformatorului 60
3.2. Construcţia şi funcţionarea transformatorului monofazat.... 61
3.3. Randamentul transformatorului 63
3.4. Experimente cu transformatoare 64
Întrebări. Probleme 67

Cap. 4. Elemente de circuit neliniare

4.1. Noţiuni introductive 70
4.2. Dioda. Caracteristici şi parametri. Redresarea curentului alternativ 72
4.3. Trioda. Caracteristici şi parametri. Amplificarea 82
4.4. Tetroda şi pentoda 93
Întrebări. Probleme 96

4.5. Semiconductoare. Purtători de sarcină în semiconductoare 99
4.6. Semiconductori cu impurități. Conductivitatea electrică a unui semiconductor cu impurități 102
4.7. Joncțiunea *pn*. Dioda semiconductoare 107
4.8. Redresarea cu diode semiconductoare 112
4.9. Tranzistorul 115
4.10. Perspectivele tuburilor electronice în epoca dispozitivelor semiconductoare și a circuitelor integrate 121
Întrebări. Probleme 122

Cap. 5. Oscilații electromagnetice

5.1. Circuitul oscilant. Rezonanța 125
5.2. Trioda și tranzistorul în montaje generatoare de oscilații întreținute 135
Întrebări. Probleme 142

Cap. 6. Unde electromagnetice

6.1. Cîmpul electromagnetic 143
6.2. Propagarea cîmpului electromagnetic. Unda electromagnetică 144
6.3. Producerea undelor electromagnetice. 149
6.4. Clasificarea undelor electromagnetice 154
6.5. Emisia, propagarea și recepția undelor electromagnetice de radiofrecvență 156
6.6. Radiolocația și radioastronomia 165
Întrebări. Probleme 169

Cap. 7. Optica

7.1. Natura electromagnetică a luminii. Mărimi și unități energetice și fotometrice 171
Probleme 178
7.2. Determinarea vitezei luminii 179
7.3. Interferența luminii 180
Probleme 191
7.4. Difracția luminii 192
Probleme 196
7.5. Reflexia și refracția luminii 197
Probleme 201
7.6. Dispersia luminii 202
7.7. Absorbția luminii 207
Probleme 208
7.8. Polarizarea luminii 209
Probleme 212
7.9. Optica geometrică 213
7.10. Instrumente optice 227
Probleme 235

Cap. 8. Noțiuni de teoria relativității restrînse

8.1. Bazele experimentale ale teoriei relativității restrînse 239
8.2. Postulatele lui Einstein. Consecințe 246
8.3. Transformările Lorentz 251
8.4. Cinematica și dinamica relativistă 252
Probleme 255

1. CURENTUL ALTERNATIV

1.1. CIRCUITE DE CURENT ALTERNATIV. COMPARAȚIE CU CIRCUITUL DE CURENT CONTINUU

Se numesc *circuite de curent alternativ* circuitele electrice alimentate cu tensiuni electromotoare alternative. Aceste circuite prezintă o importanță deosebită în producerea, transmisia și utilizarea energiei electromagnetice, în electrocomunicații și automatizări.

Cele mai simple și robuste mașini electrice, generatoare sau motoare, sînt acelea de curent alternativ. Transmisia optimă la distanță a energiei electromagnetice impune transformarea tensiunii, ceea ce se poate obține cu ajutorul transformatoarelor numai în curent alternativ. Semnalele corespunzătoare vorbirii, muzicii etc., care fac obiectul transmisiilor în telecomunicații, sînt practic suprapuneri de semnale alternative. Aceste exemple explică importanța practică a studiului circuitelor în regim permanent sinusoidal (numit și regim permanent armonic), adică a acelor circuite care, dacă sînt alimentate cu tensiuni alternative sinusoidale, atunci și intensitățile curenților din toate laturile circuitului reprezintă mărimi sinusoidale de aceeași frecvență.

Circuitele (rețelele) electrice pentru producerea, transmisia și distribuția energiei sînt circuite de curent alternativ sinusoidal cu frecvența standard de 50 Hz (în America de Nord și Australia 60 Hz), numită *frecvență industrială*. Această valoare a frecvenței a fost aleasă cît mai joasă pentru că dificultățile producerii și transmisiei energiei sînt cu atît mai mari, cu cît frecvența este mai înaltă, dar suficient de mare pentru ca variațiile intensității luminoase a lămpilor cu incandescență folosite în iluminat să nu fie sesizabile vederii.

Prin comparație cu circuitul în curent continuu, aplicarea legii lui Ohm în cazul circuitului în curent alternativ prezintă aspecte noi.

Dacă într-un circuit de curent continuu condensatorul întrerupe circuitul, într-un circuit de curent alternativ condensatorul rînd pe rînd se încarcă și se descarcă, neîmpiedicînd mișcarea oscilatorie de ansamblu a electronilor de conducție, deci stabilirea curentului alternativ în circuitul care îl conține.

Prezența unei bobine într-un circuit de curent alternativ face să apară fenomenul de autoinducție care contribuie la modificarea intensității curentului alternativ.

Rezistorul are în curent alternativ același efect ca și în curent continuu: absoarbe energie electrică pe care o transformă în căldură. Deci rezistorul opune curentului alternativ aceeași rezistență ca și curentului continuu.

Studiul experimental și teoretic al legii lui Ohm în curentul alternativ se va face pentru circuite în care generatorul de alimentare constituie o sursă de energie electromagnetică, sursă care introduce în circuitul din care face parte o t.e.m. alternativă e_g dată, independentă de structura rețelei în care este conectată și între ale cărei borne căderea de tensiune interioară este neglijabilă; adică $e_g = u = U\sqrt{2}\sin \omega t$, U fiind tensiunea efectivă.

În studiul variației cu timpul a tensiunii sau a intensității curentului, a comparației fazelor și amplitudinilor mărimilor periodice, o largă utilizare o are osciloscopul electronic a cărui descriere este prezentată în paragraful care urmează.

1.2. OSCILOSCOPUL ELECTRONIC FOLOSIT ÎN STUDIUL CIRCUITELOR DE CURENT ALTERNATIV

Este un aparat care permite vizualizarea fenomenelor periodice electrice, transformînd semnalele electrice în semnale optice care pot fi observate pe un ecran sau pot fi fotografiate sub forma unor imagini numite oscilograme.

Elementul mobil al osciloscopului este un fascicul foarte subțire de electroni, practic lipsit de inerție, ceea ce permite studierea proceselor oscilatorii cu frecvențe de la cîțiva herți pînă la sute de megaherți (10^8 Hz).

Partea principală a osciloscopului o reprezintă tubul catodic (fig. 1.1), cu următoarele componente:

a) un tun electronic, alcătuit dintr-un termocatod (C) pentru emisia electronilor și un sistem de electrozi cilindrici (W, A_1 și A_2) puși la diferite potențiale, cu ajutorul cărora se accelerează electronii și se formează fasciculul electronic foarte subțire;

b) două perechi de plăci de deflexie pe verticală (P_y) și pe orizontală (P_x) care deviază fasciculul corespunzător tensiunilor aplicate;

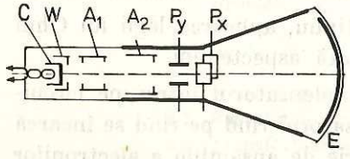


Fig. 1.1. Schema tubului catodic al osciloscopului electronic.

c) ecranul E, format dintr-un strat de substanță luminescentă (luminofor), depus pe peretele interior al ecranului de sticlă al tubului. Luminoforul (sulfură de zinc sau sulfură de cadmiu) are proprietatea de a emite lumină cînd este bombardat cu electroni. Fasciculul electronic formează pe ecran, în absența unei tensiuni

pe plăcile de deflexie P_y și P_x, un punct luminos (numit spot) în centrul ecranului.

Pentru vizualizarea formei curbei mărimilor de studiat, în funcție de timp, pe plăcile orizontale P_y se aplică tensiunea de studiat u_y, adică variabila dependentă, iar pe plăcile de deviere orizontală P_x o tensiune u_x care are o variație liniară în timp, în formă de dinți de ferăstrău, care constituie variabila independentă.

Sub acțiunea cîmpului electric produs de tensiunea u_x (fig. 1.2, *a*), în absența semnalului studiat u_y, în intervalul de timp t_1, corespunzător porțiunii ascendente a curbei în formă de dinți de ferăstrău, fasciculul de electroni se deplasează pe ecran din punctul *1* în punctul *2* cu o viteză constantă. În intervalul de timp t_2, foarte scurt, corespunzător porțiunii descendente a tensiunii bazei de timp u_x, fasciculul de electroni se întoarce foarte repede în poziția inițială *1* și reîncepe mișcarea sa uniformă din punctul *1* spre punctul *2*.

Dacă simultan cu tensiunea u_x se aplică și semnalul de cercetat u_y (fig. 1.2, *b*), fasciculul de electroni, sub acțiunea cîmpurilor produse de cele două tensiuni, descrie curba luminoasă a variației în timp a tensiunii de cercetat, $u_y = f(t)$. Curba este continuă datorită persistenței imaginii luminoase pe retină. Dacă frecvența tensiunii de cercetat ν_y este egală cu frecvența tensiunii u_x, adică ν_x, pe ecran apare curba corespunzătoare unei perioade de oscilație. Dacă $\nu_y = n\nu_x$, curba cuprinde n perioade pe ecran. Pentru a putea studia simultan două semnale pe ecranul unui tub catodic cu un singur spot, se utilizează un dispozitiv special numit *comutator electronic*, care permite aplicarea pe plăcile de deviere verticală P_y pe rînd a tensiunilor de cercetat. Curbele luminoase ale celor două tensiuni apar în același timp pe ecran datorită persistenței luminoase (postluminescență) a ecranului. Un asemenea osciloscop se numește *cu spot multiplu* și se va folosi în cele ce urmează la experimentele legate de studiul circuitului în curent alternativ.

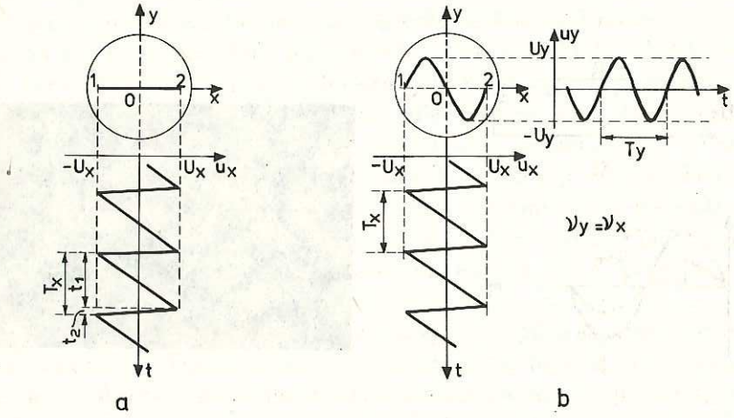


Fig. 1.2. Formarea imaginilor pe ecranul osciloscopului: *a)* imagine în absența semnalului de analizat, $u_y = 0$; *b)* imagine pentru $\nu_y = \nu_x$.

Exemplu numeric. Pe plăcile P_y ale unui osciloscop se aplică o tensiune alternativă u. Spotul luminos oscilînd numai pe verticală va da pe ecran o linie luminoasă avînd lungimea $l = 50$ mm. Cunoscînd că devierea spotului luminos este de 1 mm pentru o tensiune aplicată plăcilor, egală cu 1 V, adică sensibilitatea tubului catodic este $S = 1$ mm/V, să se calculeze valoarea tensiunii efective aplicată plăcilor P_y.

Rezolvare. Lungimea liniei verticale fiind proporțională cu dublul amplitudinii tensiunii aplicate, cunoscînd și sensibilitatea tubului catodic, rezultă că $2U_m = l/S = 50$ V sau $U_m = 25$ V, de unde $U = 0{,}707U_m = 17{,}7$ V.

1.3. REZISTOR ÎN CURENT ALTERNATIV

Circuitele care nu conțin bobine sau condensatoare opun curenților alternativi (de frecvență joasă) practic aceeași rezistență ca și curentului continuu. Căderea de tensiune produsă la trecerea curentului alternativ printr-un rezistor este, conform legii lui Ohm, $u = Ri$. Valorile instantanee u și i trec simultan prin valori maxime și nule (fig. 1.3), adică sînt în concordanță de fază, așa cum s-a arătat la paragraful 12.1.1 (clasa a X-a). Scrisă pentru valori efective, legea lui Ohm pentru circuitul cu rezistor este $U = RI$. În curent alternativ, rezistenței rezistorului i se spune *rezistența activă*, întrucît la trecerea curentului electric se disipează căldură.

1.4. CIRCUIT SERIE CU REZISTOR ȘI BOBINĂ ÎN CURENT ALTERNATIV

Experiment (a). Un circuit serie format dintr-o bobină cu multe spire, în care se poate introduce un miez de fier, dintr-un rezistor și dintr-un ampermetru de curent alternativ, este alimentat sub tensiunea alternativă u cu valoarea efectivă U constantă (fig. 1.4).

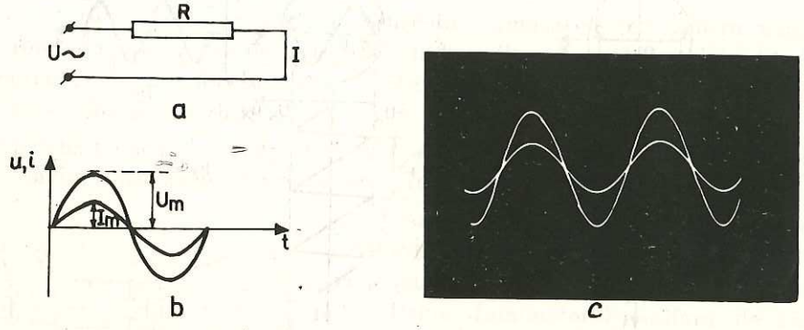


Fig. 1.3. *a)* Circuit cu rezistor ohmic. *b)* Variația tensiunii și intensității curentului alternativ într-un circuit cu rezistor. *c)* Fotografie de pe ecranul osciloscopului.

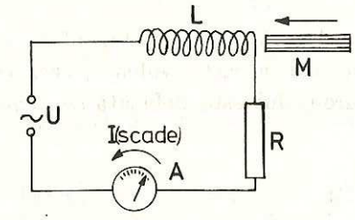


Fig. 1.4. Circuit serie *RL*. Inductanța bobinei crește, intensitatea curentului scade.

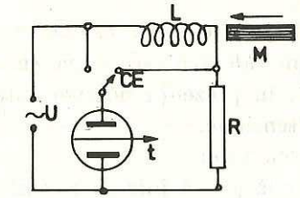


Fig. 1.5. Efectul inductanței bobinei în circuitul serie *RL* studiat cu ajutorul osciloscopului; *CE* — comutator electronic.

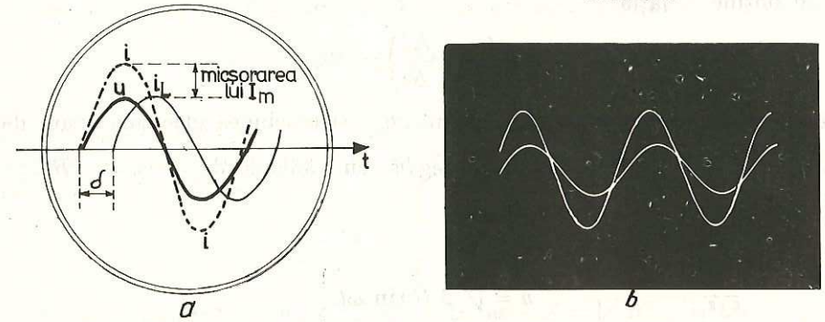


Fig. 1.6. *a)* Defazarea în urmă a intensității curentului față de tensiune în circuitul serie *RL*. *b)* Fotografie de pe ecranul osciloscopului.

Prin introducerea miezului de fier M în bobină inductanța crește, iar ampermetrul indică scăderea intensității curentului alternativ prin circuitul serie bobină, rezistor. Bobina introduce, deci, în circuit o rezistență aparentă cu atît mai mare cu cît inductanța L a bobinei este mai mare.

(*b*) Cu un montaj a cărui schemă este prezentată în figura 1.5. se poate studia variația tensiunii u și a intensității i pentru un circuit serie *RL*. Cu ajutorul comutatorului electronic *CE* se aplică pe rînd pe plăcile P_y tensiunea u și tensiunea $u_R = Ri$ de la bornele rezistorului, tensiune care corespunde variației intensității instantanee i. Figura 1.6 indică poziția curbelor corespunzătoare lui u și i pe ecranul osciloscopului. Atît timp cît inductanța bobinei este neglijabilă sau foarte mică, adică bara de fier, care constituie miezul bobinei, nu este introdusă în bobină, curbele pentru u și i intersectează axa timpului în aceleași puncte; u și i sînt în fază. O dată cu creșterea inductanței bobinei, curba pentru i, notată acum cu i_L, care păstrează aceeași perioadă ca și u, se decalează înainte cu δ pe axa timpului față de curba sinusoidală pentru u. Se observă, de asemenea, că valoarea maximă I_m pentru i_L este mai mică decît valoarea maximă I_m pentru curba i. Pe măsură ce inductanța bobinei crește, curba sinusoidală pentru i_L se aplatizează, adică I_m scade, iar decalajul lui i_L, δ, pe axa timpului, în raport cu curba pentru u, care

rămîne fixă pe ecranul osciloscopului, crește. Decalajul arată faptul că i_L trece prin valoarea zero după ce tensiunea a luat această valoare, ceea ce arată că, în prezența bobinei, intensitatea curentului este defazată *în urmă* față de tensiune.

În concluzie:

o bobină aflată într-un circuit de curent alternativ introduce o rezistență aparentă și o defazare în urmă a intensității curentului față de tensiunea aplicată circuitului.

Aplicînd legea lui Ohm, în mărimi instantanee, pentru circuitul serie RL, se obține ecuația:

$$u + \left(-L\frac{\Delta i}{\Delta t}\right) = Ri,$$

adică suma dintre tensiunea de alimentare u și tensiunea electromotoare de autoinducție $-L\frac{\Delta i}{\Delta t}$ trebuie să fie egală cu căderea de tensiune Ri pe rezistorul R.

Cunoscînd că

$$u = \sqrt{2}\,U \sin \omega t,$$

atunci

$$i = \sqrt{2}\,I \sin(\omega t - \varphi)$$

exprimă intensitatea curentului, defazată cu unghiul φ în urma tensiunii aplicate u, iar

$$\frac{\Delta i}{\Delta t} = \sqrt{2}\,\omega I \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$$

reprezintă viteza de variație a intensității curentului (vezi 12.1.1, b_1, clasa a X-a).

Trecînd în membrul drept al egalității termenii în I ecuația circuitului RL devine

$$U \sin \omega t = RI \sin(\omega t - \varphi) + \omega LI \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right).$$

Folosind reprezentarea Fresnel, relațiile între I, U, R, ω, L se pot imediat determina.

Fazorul* $\overrightarrow{OA}$ (fig. 1.7), de modul RI, reprezintă termenul $RI \sin(\omega t - \varphi)$.

* *Precizare:* În reprezentarea fazorială, fazorul asociat mărimii sinusoidale este un vector fix, de modul egal cu valoarea efectivă a mărimii sinusoidale și de argument egal cu faza inițială a mărimii.

Fazorul conservă din mărimea sinusoidală — deci — numai elementele care îl individualizează în raport cu ceilalți fazori, care reprezintă mărimi sinusoidale de aceeași frecvență: *valoarea efectivă* și *faza inițială*.

Fazorul $\overrightarrow{AB}$, de modul ωLI, reprezintă termenul $\omega LI \sin\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$, defazat înainte cu $\frac{\pi}{2}$ față de fazorul $\overrightarrow{OA}$.

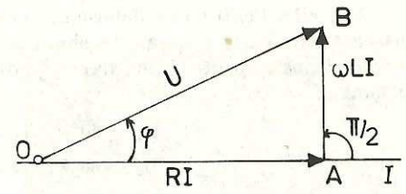


Fig. 1.7. Reprezentarea fazorială a circuitului RL serie.

Suma $\overrightarrow{OA} + \overrightarrow{AB}$ dă fazorul $\overrightarrow{OB}$ care reprezintă termenul $U \sin \omega t$ de modul U. În triunghiul dreptunghic OAB, unghiul $\varphi = \sphericalangle(\overrightarrow{OA}, \overrightarrow{OB})$ reprezintă unghiul de defazare în urmă a intensității curentului față de tensiune.

Pentru triunghiul dreptunghic OAB se pot scrie relațiile

$$U = I\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2} \quad \text{și} \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L}{R}.$$

Se numește *impedanță* Z a unui circuit de curent alternativ raportul dintre valorile maxime sau efective ale tensiunii aplicate la borne și intensității curentului prin circuit:

$$\frac{U_m}{I_m} = \frac{U}{I} = Z > 0.$$

Pentru circuitul analizat, impedanța este $Z = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}$.

Mărimea $X_L = \omega L$ se numește *reactanță inductivă*.

Atît impedanța cît și reactanța inductivă se măsoară în ohmi (Ω), ca și rezistența R.

Relația

$$U = I\sqrt{R^2 + X_L^2}$$

exprimă legea lui Ohm, în mărimi efective, pentru circuitul serie RL. Dacă bobina ar avea rezistență neglijabilă (bobină ideală), atunci ea ar defaza intensitatea curentului i cu $\varphi = \pi/2$ rad în urma tensiunii u. Legea lui Ohm pentru circuitul cu bobină ideală ar fi $U = I \cdot X_L$.

Exemplu numeric. Să se calculeze intensitatea curentului printr-o bobină cu inductanța $L = 0{,}5$ H și rezistența $R = 5\ \Omega$, aflată, pe rînd: a) sub tensiunea efectivă $U = 100$ V, cu $\nu = 50$ Hz; b) sub tensiunea continuă avînd aceeași valoare $U = 100$ V.

Rezolvare.

a) Reactanța inductivă este $X_L = 2\pi\nu L = 157\ \Omega$, iar

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + X_L^2}} = \frac{100}{\sqrt{25 + 24\,649}}, \text{ deci } I = \frac{100}{157} \approx 0{,}64 \text{ A}.$$

b) $I = \frac{U}{R} = \frac{100}{5} = 20$ A.

Pentru frecvențe mari reactanța bobinelor poate căpăta valori foarte mici, ceea ce duce la blocarea trecerii curentului; pentru frecvențe mici bobina se comportă ca un scurt-circuit — proprietăți folosite în proiectarea circuitelor electronice.

Aplicație. Pentru a se determina inductanța L și rezistența R ale unei bobine, se măsoară valorile efective ale tensiunii U la bornele bobinei și intensității curentului I care o străbate, pentru două frecvențe diferite ν_1 și ν_2 ale tensiunii sinusoidale aplicate u, și anume:

$$U_1 = 60 \text{ V}, \quad I_1 = 10 \text{ A}, \quad \nu_1 = 50 \text{ Hz}$$
$$U_2 = 60 \text{ V}, \quad I_2 = 6 \text{ A}, \quad \nu_2 = 100 \text{ Hz}.$$

Să se calculeze inductanța L și rezistența R a bobinei.

Rezolvare. Impedanța bobinei este în cele două cazuri:

$$Z_1 = \frac{U_1}{I_1} = \sqrt{R^2 + (2\pi\nu_1)^2 L^2},$$

$$Z_2 = \frac{U_2}{I_2} = \sqrt{R^2 + (2\pi\nu_2)^2 L^2}.$$

Se obține sistemul:

$$R^2 + 10^4\pi^2 L^2 = 36$$
$$R^2 + 4 \cdot 10^4\pi^2 L^2 = 100.$$

Rezultă: $L = 14{,}7 \cdot 10^{-3}$ H $= 14{,}7$ mH, $R = 3{,}84\ \Omega$.

1.5. CIRCUIT SERIE CU REZISTOR ȘI CONDENSATOR ÎN CURENT ALTERNATIV

Experiment. (a) Se consideră un circuit serie format dintr-un sistem de trei condensatoare legate în paralel, un rezistor și un ampermetru (fig. 1.8). La bornele circuitului se aplică tensiunea alternativă u (cu valoarea efectivă U constantă). Deși condensatoarele constituie întreruperi pentru șirul de conductori care formează circuitul, ampermetrul indică prezența unui curent alternativ prin circuitul în care s-a introdus unul dintre condensatori. Deci *condensatorul nu se opune trecerii curentului alternativ*. Cu atît mai mult,

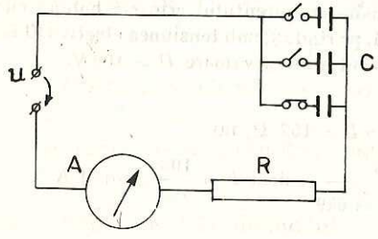


Fig. 1.8. Circuitul serie *RC*. Crește capacitatea bateriei de condensatoare, crește intensitatea curentului prin circuit.

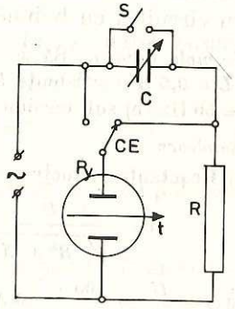


Fig. 1.9. Montaj pentru studiul circuitului *RC* serie cu ajutorul osciloscopului.

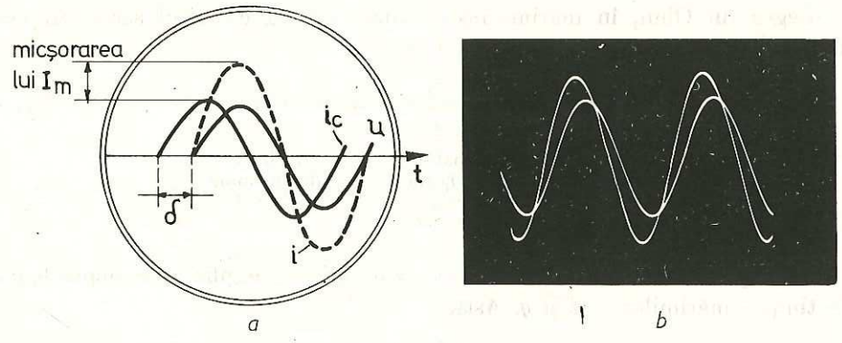


Fig. 1.10. *a)* Defazarea înainte a intensității curentului față de tensiune în circuitul *RC* serie; *b)* fotografie de pe ecranul osciloscopului.

dacă se mărește capacitatea bateriei de condensatori prin introducerea pe rînd și a celorlalți doi condensatori (prin închiderea întrerupătoarelor), ampermetrul indică succesiv creșterea intensității curentului alternativ prin circuit.

Modul în care un condensator este „traversat" de curentul alternativ devine ușor de înțeles dacă se consideră curentul alternativ drept o mișcare oscilatorie a electronilor liberi din circuitul conductor. Fiecare din armăturile condensatorilor are în decursul unei perioade, succesiv, o sarcină nulă, o sarcină pozitivă (lipsă de electroni), o sarcină nulă, o sarcină negativă (exces de electroni), o sarcină nulă.

b) Cu un montaj a cărui schemă este prezentată în figura 1.9, se poate analiza variația tensiunii u și a intensității i în cazul circuitului serie *RC*. Prin intermediul comutatorului electronic *CE* se aplică pe rînd pe plăcile P_y ale osciloscopului tensiunea u și tensiunea $u_R = Ri$ de la bornele rezistorului de rezistență R, tensiune care corespunde variației intensității instantanee i. Figura 1.10 indică poziția curbelor corespunzătoare lui u și i pe ecranul osciloscopului. Curba pentru i și curba pentru u sînt în fază atîta timp cît întrerupătorul S scurtcircuitează condensatorul variabil C. Introducînd condensatorul în circuit prin deschiderea întrerupătorului S, curba sinusoidală pentru i (notată cu i_C), care păstrează aceeași perioadă ca și u, se decalează în urmă cu δ pe axa timpului față de curba sinusoidală pentru u. Se observă, de asemenea, că valoarea maximă I_m pentru i_C este mai mică decît I_m pentru curba i; I_m și δ scad pe măsură ce capacitatea condensatorului variabil C crește. Decalajul δ arată că intensitatea i_C trece prin valoarea zero *înainte* ca tensiunea să ia această valoare; în prezența condensatorului, intensitatea curentului este în avans de fază față de tensiune.

În concluzie:

într-un circuit de curent alternativ condensatorul introduce o rezistență aparentă și o defazare a intensității curentului înainte față de tensiunea aplicată circuitului.

Legea lui Ohm, în mărimi instantanee, pentru circuitul serie RC este dată de ecuația:

$$u = \frac{q}{C} + Ri. \qquad (1.1)$$

tensiunea sursei — tensiunea la bornele condensatorului — căderea de tensiune pe rezistor

Să exprimăm relația de mai sus prin scrierea explicită a dependenței de timp a mărimilor u, i și q. Astfel:

$$u = \sqrt{2}\,U \sin \omega t$$
$$i = \sqrt{2}\,I \sin (\omega t + \varphi); \qquad (1.2)$$

unghiul φ, care exprimă diferența de fază dintre fazele mărimilor i și u, este pozitiv ($\varphi > 0$), fapt stabilit la experimentul *(b)*.

Valoarea instantanee a intensității curentului fiind dată de relația $i = \Delta q/\Delta t$, se poate scrie:

$$\frac{\Delta q}{\Delta t} = \sqrt{2}\,I \sin (\omega t + \varphi)$$

de unde, folosind regula 12.1.1 b_1 (clasa a X-a), rezultă:

$$q = \frac{\sqrt{2}\,I}{\omega} \sin (\omega t + \varphi - \pi/2) = -\frac{\sqrt{2}\,I}{\omega} \sin (\omega t + \varphi + \pi/2).$$

Ecuația, care exprimă legea lui Ohm pentru circuitul serie RC, devine:

$$\sqrt{2}\,U \sin \omega t = -\frac{\sqrt{2}\,I}{\omega C} \sin (\omega t + \varphi + \pi/2) + R\sqrt{2}\,I \sin (\omega t + \varphi)$$

și după simplificarea cu $\sqrt{2}$, folosind reprezentarea Fresnel, se obține figura 1.11.

Fazorul OA, de modul RI, reprezintă termenul $RI \sin (\omega t + \varphi)$.

Fazorul AB, de modul $I/\omega C$, reprezintă termenul $-\frac{I}{\omega C} \sin (\omega t + \varphi + \pi/2)$.

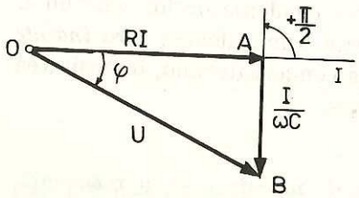


Fig. 1.11. Reprezentarea prin fazori a circuitului RC serie.

Fazorul OB, de modul U, reprezintă termenul $U \sin \omega t$.

Din figura 1.11 se deduc valorile pentru I și $\operatorname{tg} \varphi$ în funcție de U, R, C, ω; astfel, în triunghiul dreptunghic OAB se pot scrie relațiile:

$$U = I\sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}} \quad \text{și} \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{\omega C R}. \qquad (1.3)$$

Termenul $X_C = \frac{1}{\omega C}$ se numește *reactanță capacitivă*. Mărimea $Z = \sqrt{R^2 + 1/\omega^2 C^2}$ se numește impedanța circuitului serie RC. Relația:

$$U = I\sqrt{R^2 + X_C^2} = I \cdot Z$$

exprimă legea lui Ohm, în mărimi efective, pentru circuitul serie RC.

Cazul particular al unui circuit care conține numai condensator ideal. În acest caz, $R = 0$ și:

$$I = \omega C U, \text{ iar } \operatorname{tg} \varphi = \infty.$$

Așadar:

intensitatea curentului printr-un circuit care conține un condensator ideal este defazată înaintea tensiunii aplicate cu $\pi/2$ și are valoarea efectivă $I = \omega C U = U/X_C$ (relație care exprimă legea lui Ohm pentru circuitul cu condensator ideal).

Cazul circuitului cu condensator ideal este întîlnit mai des în practică, deoarece se pot construi condensatori cu dielectrici prin care purtătorii de sarcini nu pot trece de la o armătură a condensatorului la cealaltă, ceea ce este echivalent cu a considera rezistența activă a condensatorului nulă. Rezistența firelor de legătură cu sursa se neglijează și ea, fiind de ordinul zecimilor de miimi de ohmi.

Spre deosebire de cazul circuitului cu condensator ideal, un circuit cu bobină ideală nu este practic realizabil deoarece sîrma spirelor bobinei nu are o rezistență neglijabilă. Se admite, totuși, că o bobină poate fi considerată ideală dacă reactanța ei este mult mai mare decît rezistența sîrmei care o compune.

Observație. Pentru tensiuni de frecvențe mici reactanța unui condensator poate căpăta valori mari, ceea ce duce — practic — la blocarea trecerii curentului; pentru tensiuni de frecvență înaltă — însă — condensatorul constituie un scurtcircuit. Aceste proprietăți ale condensatorului sînt folosite în montajele electronice.

Problemă rezolvată

Voltmetrele din montajul din figura 1.12 indică tensiunile efective $U = 193$ V, $U_1 = 60$ V și $U_2 = 180$ V, frecvența tensiunii aplicate fiind $\nu = 50$ Hz. Cunoscînd că $R_1 = 20\ \Omega$, să se calculeze valorile pentru R și C.

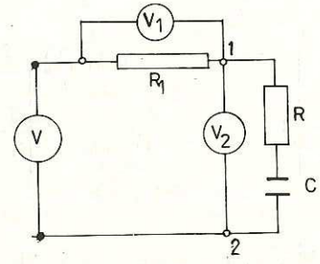


Fig. 1.12. Pentru problema rezolvată.

Rezolvare. Impedanța porțiunii de circuit 1,2 este $Z_{1,2} = \sqrt{R^2 + 1/C^2\omega^2} = U_2/I$, unde intensitatea curentului este

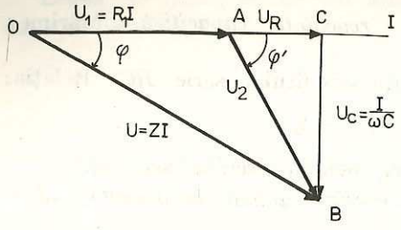


Fig. 1.13. Pentru problema rezolvată.

$I = U_1/R_1 = 60/20 = 3$ A. Se obține:

$$R^2 + \frac{1}{(100\,\pi)^2 C^2} = 3\,600. \qquad (1.4)$$

Din triunghiul OAB al diagramei fazoriale din figura 1.13 rezultă:

$$U_2^2 = U_1^2 + U^2 - 2U_1U\cos\varphi,$$

de unde

$$\cos\varphi = \frac{U_1^2 + U^2 - U_2^2}{2U_1U} =$$

$$= \frac{60^2 + 193^2 - 180^2}{2 \cdot 193 \cdot 60} = 0{,}365.$$

Din figura 1.13 rezultă $\overrightarrow{OC} = \overrightarrow{OA} + \overrightarrow{AC}$, sau $U\cos\varphi = U_1 + RI$. Se obține $R = 3{,}5\ \Omega$. Introducînd valoarea lui R în relația (1.4), se obține $C = 53{,}3\ \mu F$.

În cazul unui *condensator cu pierderi* rezistența rezistorului R poate fi considerată chiar rezistența echivalentă pierderilor prin disipare de căldură la trecerea curentului alternativ printr-un condensator ($Q = RI^2$). Cu un montaj cum este cel din figura 1.12 se pot măsura, deci, mărimile R și C ale unui condensator cu pierderi.

1.6. CIRCUIT SERIE CU REZISTOR, BOBINĂ ȘI CONDENSATOR ÎN CURENT ALTERNATIV (CIRCUIT RLC SERIE)

Experiment. Studiul comportării unui circuit serie *RLC* în curent alternativ se poate face cu ajutorul unui montaj a cărui schemă este prezentată în figura 1.14, bobina și condensatorul avînd inductanța respectiv capacitatea variabile. Conectînd circuitul la sursa de tensiune alternativă, se poate observa cu ajutorul ampermetrului că:

— variația capacității condensatorului, menținînd o valoare constantă pentru L, poate duce la o creștere a intensității curentului prin circuit, trecerea printr-un maxim, după care intensitatea curentului începe să scadă (fig. 1.15);

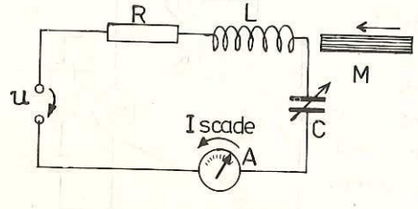


Fig. 1.14. Circuit pentru stabilirea regimului de rezonanță a circuitului *RLC* serie.

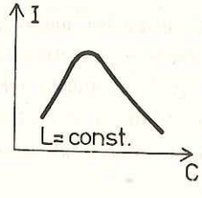


Fig. 1.15. Variația lui I pentru L = const. și C variabil.

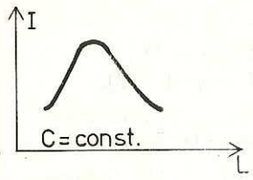


Fig. 1.16. Variația lui I pentru C = const. și L variabil.

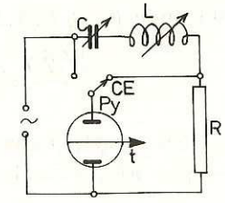


Fig. 1.17. Schema montajului pentru studiul osciloscopic al circuitului *RLC* serie.

— menținînd C constant, variația lui L poate corespunde unei creșteri a intensității efective a curentului prin circuit, a trecerii prin maxim, urmată de o descreștere (fig. 1.16).

Studiul osciloscopic asupra circuitului serie *RLC* (fig. 1.17) arată că, pentru valori convenabil alese pentru L și C, efectul inductiv (i defazat în urmă față de u) poate să predomine sau, invers, i să prezinte o defazare înainte față de u, ceea ce înseamnă că în circuit predomină efectul capacitiv (fig. 1.18). Deci, în ceea ce privește defazajul dintre i și u, bobina are un efect antagonist față de acela al condensatorului.

Studiul teoretic al comportării circuitului *RLC* în curent alternativ confirmă rezultatele experimentale.

Ecuația tensiunilor instantanee pentru circuitul serie *RLC* este dată de legea lui Ohm:

$$u + \left(-L\frac{\Delta i}{\Delta t}\right) = \frac{q}{C} + R \cdot i.$$

tensiunea sursei de alimentare	t.e.m. de autoinducție	tensiunea la bornele condensatorului	căderea de tensiune pe rezistor

Știind* că defazajul dintre u și i este exprimat prin unghiul φ, intensitatea instantanee a curentului prin circuitul cu elementele reactive, bobină și condensator, poate fi scrisă sub forma: $i = \sqrt{2}\,I\sin(\omega t - \varphi)$, cu $\varphi > 0$ dacă predomină aspectul inductiv și $\varphi < 0$, dacă predomină aspectul capacitiv. Sarcina electrică instantanee q a suprafeței armăturii condensatorului poate fi exprimată cu ajutorul lui i plecînd de la expresia: $i = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \sqrt{2}\,I\sin(\omega t - \varphi)$,

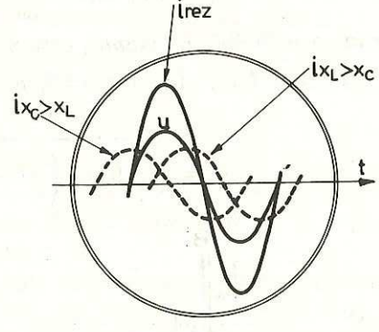


Fig. 1.18. Regimurile capacitiv, inductiv și de rezonanță în circuitul *RLC* serie.

* În cele ce vor urma, la circuitele de curent alternativ, unghiul φ va reprezenta defazajul φ al fazei tensiunii u înaintea fazei intensității curentului i, mărime algebrică satisfăcînd condiția $\varphi \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right]$. Corespunzător, arcul de cerc care va indica unghiul φ va fi în sensul fazorului tensiunii u.

de unde (v. § 12.1.1, b_2, clasa a X-a):

$$q = \frac{\sqrt{2}\,I}{\omega}\sin(\omega t - \varphi - \pi/2) = -\frac{\sqrt{2}\,I}{\omega}\sin(\omega t - \varphi + \pi/2).$$

Cu această expresie pentru q și cunoscînd că $\Delta i/\Delta t = \sqrt{2}\omega I \sin(\omega t - \varphi + \pi/2)$, ecuația tensiunilor poate fi scrisă sub forma:

$$U \sin \omega t = \omega LI \sin(\omega t - \varphi + \pi/2) - \frac{I}{\omega C}\sin(\omega t - \varphi + \pi/2) + RI \sin(\omega t - \varphi).$$

Construcția Fresnel dă pentru fazori modulele (fig. 1.19, *a*, *b*, *c*): pentru $\overrightarrow{OA}$: $RI = U_R$ pentru $\overrightarrow{AB}$: $\omega LI = U_L$ pentru $\overrightarrow{BC}$: $\frac{I}{\omega C} = U_C$ pentru $\overrightarrow{OC}$: U.

În figura 1.19, *a*, *b*, *c* se observă că sînt posibile trei cazuri:

a) Dacă $U_L > U_C$, adică $\omega L > \frac{1}{\omega C}$, efectul inductiv predomină față de cel capacitiv; intensitatea curentului este defazată față de tensiune, deci $\varphi > 0$.

b) Dacă $U_L < U_C$, adică $\omega L < \frac{1}{\omega C}$, efectul capacitiv predomină față de cel inductiv; intensitatea curentului este defazată înainte față de tensiune, deci $\varphi < 0$.

c) Dacă $U_L = U_C$, $\omega L = \frac{1}{\omega C}$, cele două efecte se compensează, $\varphi = 0$; este cazul numit *rezonanță*, care va fi analizat separat.

Pentru $U_L \neq U_C$ (fig. 1.19, *a*, *b*) din *triunghiul tensiunilor OAC* rezultă

$$U = I\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad \text{și} \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

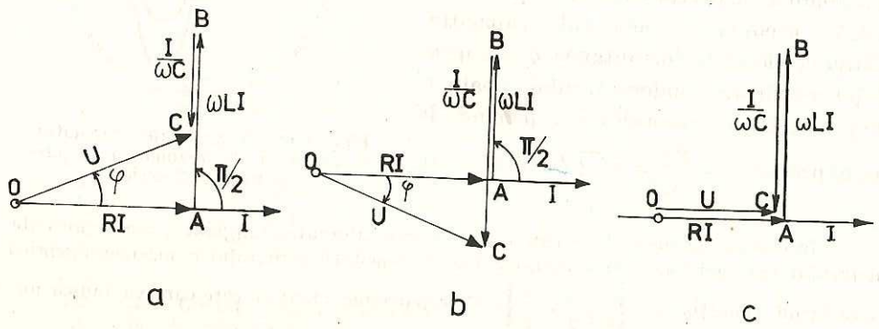


Fig. 1.19. Diagramele fazoriale ale circuitului *RLC* serie.

sau

$$U = I\sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = I \cdot Z \quad \text{și} \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{X_L - X_C}{R},$$

Z fiind *impedanța* circuitului serie *RLC*.

Formula $U = IZ$ exprimă legea lui Ohm, în mărimi efective, pentru circuitul *RLC*.

1.7. REZONANȚA CIRCUITULUI SERIE RLC

Dacă pentru un circuit serie *RLC* alimentat de la o sursă de tensiune efectivă U se aleg valori pentru L, C sau ω astfel încît $X_L = X_C$, adică

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}, \tag{1.5}$$

circuitul *RLC* se află în regim de *rezonanță*.

În acest caz, tensiunile la bornele bobinei u_L și ale condensatorului u_C, opuse ca fază, devin egale și $U_L - U_C = 0$, iar defazajul dintre intensitatea curentului și tensiunea la bornele circuitului devine zero. Diagrama fazorială pentru rezonanța circuitului serie *RLC* capătă forma din figura 1.19,*c*. Rezonanța la circuitul serie, dată de relația 1.5, se mai numește și *rezonanța tensiunilor*. În condițiile rezonanței intensitatea curentului devine maximă $I_r = U/R$, iar tensiunile efective la bornele bobinei și condensatorului devin maxime:

$$U_L = I_r X_L = \left(\frac{U\omega L}{R}\right)_{\omega=\omega_0} \quad \text{și} \quad U_C = I_r X_C = \left(\frac{U}{\omega RC}\right)_{\omega=\omega_0}$$

Raportul notat cu Q

$$Q = \left(\frac{U_L}{U}\right)_{\omega=\omega_0} = \left(\frac{U_C}{U}\right)_{\omega=\omega_0} = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 RC},$$

care arată de cîte ori este mai mare, la rezonanță, tensiunea la bornele bobinei sau condensatorului decît tensiunea generatorului, se numește *factor de supratensiune* (sau *factor de calitate al circuitului*).

Valoarea ridicată a tensiunii de la bornele bobinei și ale condensatorului prezintă o particularitate extrem de interesantă a rezonanței serie. Însăși denumirea de „rezonanță de tensiune" subliniază creșterea tensiunii în regim de rezonanță.

În instalațiile industriale pentru transmisia și utilizarea energiei electrice în curent alternativ, apariția supratensiunilor poate să ducă la descărcări electrice între spirele bobinajelor sau armăturilor condensatoarelor prin străpungerea materialelor izolante și să dea naștere la deteriorări sau accidente.

În radiotehnică, rezonanța serie este utilizată pentru obținerea curentului și a tensiunii maxime în circuit. De exemplu, circuitul de antenă a unei stații

de emisie radio este întotdeauna serie, pentru a se obține în antenă un curent de intensitate maximă, deoarece în acest caz bătaia stației este și ea maximă.

Rezolvînd ecuația (1.5), în raport cu ω, se obține:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0 \qquad (1.6)$$

ceea ce înseamnă că, la rezonanță, perioada tensiunii alternative, aplicată la bornele circuitului, trebuie să fie:

$$T = T_0 = 2\pi\sqrt{LC}, \qquad \text{(formula lui Thomson)}$$

adică egală cu perioada de „oscilație proprie" $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$ a circuitului, dată de formula lui Thomson.

Din egalitatea (1.5) și expresia pulsației ω la rezonanță (1.6) se obține

$$\left(\frac{U_L}{U}\right)_{\omega=\omega_0} = \left(\frac{U_C}{U}\right)_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}},$$

de unde rezultă că

$$U_L = U_C \gg U \text{ dacă } R \ll \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Mărimea $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$ are dimensiunile unei rezistențe și se numește *impedanța caracteristică* Z_0 a circuitului serie. Relația de dependență între factorul de calitate Q și impedanța caracteristică Z_0 a unui circuit serie este $Q = \frac{1}{R} Z_0$.

1.7.1. **Analogie mecanică.** Circuitul RLC la bornele căruia se aplică o tensiune alternativă se comportă ca un sistem excitat. Sursa de t.e.m. alternativă are rolul de excitator, rezistența circuitului corespunzînd frecării cu mediul în cazul pendulului elastic. Constanta k a pendulului are ca echivalent pe $1/C$, iar masa pendulului pe L. Sursa de t.e.m. alternativă întreține în circuitul RLC un curent alternativ de aceeași perioadă cu cea a t.e.m., intensitatea curentului fiind dată de legea lui Ohm, circuitul funcționează, deci, în regim de *oscilații forțate*.

Dacă perioada t.e.m. este egală cu $2\pi\sqrt{LC}$, perioada de oscilație proprie a circuitului RLC, în circuit se produc oscilații de amplitudine mare ale electronilor de conducție, caracterizate prin tensiuni și intensități de curent mari. Sursa va debita o putere relativ mică, necesară numai pentru compensarea pierderilor de energie prin efect Joule datorate rezistenței R a circuitului. Este cazul rezonanței electrice, generatorul și circuitul RLC constituind un sistem de doi oscilatori cuplați în serie, funcționînd în regim de rezonanță. Tot astfel se poate face să oscileze, la rezonanță, un pendul.

Pornind de la formula generală care exprimă legea lui Ohm pentru circuitul serie

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}},$$

se poate construi cu precizie graficul curbei variației intensității efective a curentului prin circuitul RLC, în funcție de mărimile L, C sau ω, curbă care poate fi obținută calitativ prin variația lui L sau a lui C și în experimentul corespunzător montajului din figura 1.14. Maximul curbei $\left(\text{pentru } L = \frac{1}{\omega^2 C}\right)$ arată că, într-adevăr, cu cît rezistența circuitului este mai mică, cu atît intensitatea curentului la rezonanță este mai mare. Curbele din figura 1.20 se numesc curbe de rezonanță, forma lor fiind asemănătoare celei care se obține la studiul rezonanței mecanice.

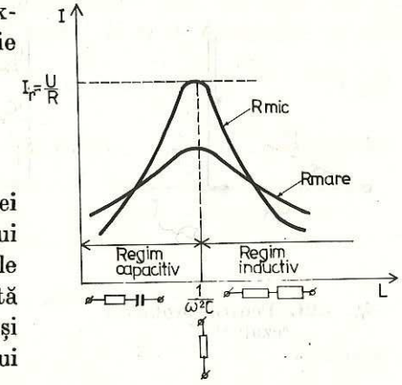


Fig. 1.20. Curbe de rezonanță pentru circuitul RLC serie.

Problemă rezolvată

Circuitul serie RLC din figura 1.14 pentru care $R = 4\ \Omega$, $L = 6{,}37$ mH și capacitatea condensatorului variabil fixată pentru $C = 159\ \mu$F, este alimentat de un generator cu tensiunea efectivă $U = 120$ V și frecvența $\nu = 200$ Hz.

1. Să se determine:
a) intensitatea curentului din circuit și tensiunile U_R, U_L și U_C;
b) defazajul dintre intensitatea curentului și tensiunea la bornele circuitului;
c) valoarea capacității condensatorului variabil pentru care în circuit apare rezonanța;
d) factorul de supratensiune (factorul de calitate) al circuitului.

2. Este posibil să se înlocuiască bobina și condensatorul cu $C = 159\ \mu$F, din circuitul inițial, cu o bobină echivalentă?

Rezolvare.

1. a) $X_L = \omega L = 2\pi\nu L \approx 8\ \Omega$, $X_C = \frac{1}{2\pi\nu C} \approx 5\ \Omega$.

$$I = \frac{U}{Z} = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}} = \frac{120}{\sqrt{16+9}} = 24 \text{ A}$$

$$U_R = RI = 4 \cdot 24 = 96 \text{ V}, \quad U_L = X_L I = 8 \cdot 24 = 192 \text{ V}.$$

$$U_C = X_C I = 5 \cdot 24 = 120 \text{ V}.$$

Verificare (fig. 1.21): $U = \sqrt{U_R^2 + (U_L - U_C)^2} = 120$ V.

b) $\operatorname{tg}\varphi = \frac{X_L - X_C}{R} = \frac{3}{4} = 0{,}75$, $\varphi = 37°$.

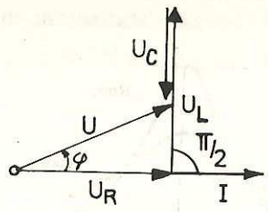


Fig. 1.21. Pentru problema rezolvată.

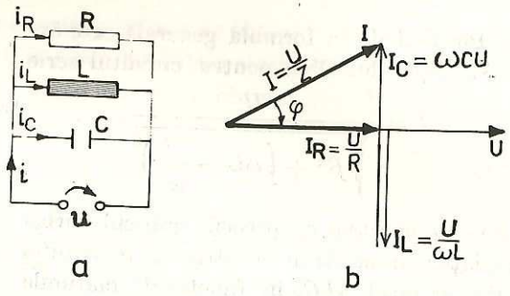


Fig. 1.22. Circuit *RLC* paralel:
a) schema circuitului;
b) diagrama fazorială.

c) La rezonanță $X_{Cr} = X_L$, de unde $C_r = \dfrac{1}{\omega X_L} = \dfrac{1}{1\,256 \cdot 8} = 99{,}5\ \mu\text{F}$.

d) $I_r = \dfrac{U}{R} = 30$ A; $U_R = I_r R = 120$ V, $U_L = I_r X_L = 240$ V,

$$U'_C = I_r X'_C = 240 \text{ V}.$$

(La rezonanță U'_L și U'_C sînt egale și u'_L și u'_C în opoziție de fază, astfel încît $U'_L - U'_C = 0$.)

$$Q = \frac{U'_L}{U} = \frac{U'_C}{U} = 2.$$

2. Întrucît $U_L > U_C$, circuitul are caracter inductiv și totul se petrece ca și cum în circuit ar exista numai o bobină, cu inductanța echivalentă:

$$L_e = \frac{X}{\omega} = \frac{X_L - X_C}{\omega} = 2{,}4 \text{ mH}$$

(X este reactanța circuitului).

1.8. CIRCUITUL PARALEL RLC ÎN CURENT ALTERNATIV

Circuitul conține un rezistor cu rezistența R, o bobină cu inductanța L și un condensator cu capacitatea C, toate legate în paralel (în derivație) la o sursă de tensiune alternativă $u = \sqrt{2}U \sin \omega t$ (fig. 1.22, *a*). Prin cele 3 ramuri ale circuitului se stabilesc curenți cu intensitățile:

$$i_R = \frac{\sqrt{2}\,U}{R} \sin \omega t, \quad i_L = \frac{\sqrt{2}\,U}{X_L} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right), \quad i_C = \frac{\sqrt{2}\,U}{X_C} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right).$$

Aplicînd teorema I a lui Kirchhoff intensitatea totală, care în general nu va fi în fază cu tensiunea aplicată, are expresia $i = i_R + i_L + i_C$. Rezultă:

$$I \sin(\omega t - \varphi) = \frac{U}{R} \sin \omega t + \frac{U}{X_L} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{U}{X_C} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right). \qquad (1.7)$$

La momentele $t_1 = 0$ și $t_2 = \pi/2\omega = T/4$, relația (1.7) devine

$$I \sin \varphi = U\left(\frac{1}{X_L} - \frac{1}{X_C}\right); \quad I \cos \varphi = \frac{U}{R}. \qquad (1.8)$$

Cîtul acestor ultime două relații permite obținerea tangentei defazajului φ dintre tensiune și intensitatea curentului total:

$$\operatorname{tg} \varphi = R\left(\frac{1}{L\omega} - C\omega\right).$$

Ridicînd relațiile (1.8) la pătrat și adunînd se obține:

$$I = U\sqrt{\frac{1}{R^2} + \left(\frac{1}{X_L} - \frac{1}{X_C}\right)^2}. \qquad (1.9)$$

Formula $U = IZ$ care exprimă legea lui Ohm, în valori efective, pentru circuitele de curent alternativ, permite stabilirea expresiei pentru impedanța circuitului *RLC* paralel. Astfel, din relația (1.9) rezultă:

$$Z = \frac{1}{\sqrt{\dfrac{1}{R^2} + \left(\dfrac{1}{X_L} - \dfrac{1}{X_C}\right)^2}}.$$

Folosind relația (1.7) se poate construi diagrama fazorială a circuitului *RLC* paralel, considerînd, ca fază origine, faza tensiunii aplicate u (fig. 1.22, *b*).

1.8.1. Rezonanța circuitului paralel

Experiment. În montajul din figura 1.23, prin ridicarea sau coborîrea miezului M cu ajutorul șurubului S, se găsește poziția pentru care becul *1* se stinge sau luminează cu intensitate minimă. Deplasarea miezului M în sus sau în jos, față de această poziție, face să scadă intensitatea luminii becului *2* sau *3* și să crească intensitatea luminii becului *1*.

Considerînd un circuit paralel *LC* (fig. 1.24, *a*), condiția de rezonanță $X_L = X_C$ impune anularea intensității curentului total:

$$I_{rez} = U\left(\omega_0 C - \frac{1}{\omega_0 L}\right) = 0.$$

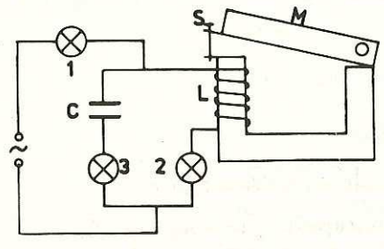


Fig. 1.23. Montaj pentru demonstrarea fenomenului de rezonanță în circuitul paralel.

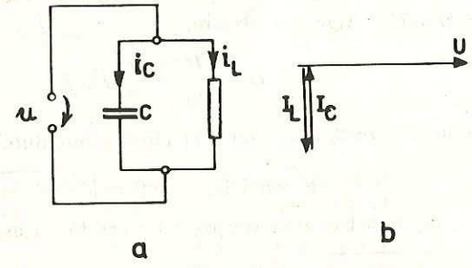


Fig. 1.24. Rezonanța circuitului *LC* paralel.

Deci, impedanța circuitului la rezonanță tinde spre infinit*:

$$Z_{rez} = \frac{1}{\omega_0 C - \dfrac{1}{\omega_0 L}} \to \infty$$

pentru curenții care au frecvența corespunzătoare condiției $LC\omega_0^2 = 1$; de unde

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

Deși intensitatea curentului total este zero la rezonanță, totuși în interiorul circuitului serie format din bobină și condensator, oscilează un curent de intensitate efectivă

$$I' = U\omega_0 C = \frac{U}{\omega_0 L}.$$

Această situație este posibilă, deoarece curentul în bobină este totdeauna de sens contrar cu cel din ramura cu condensator (fig. 1.24, *a*,*b*).

Ridicarea miezului de fier M mai sus față de poziția pentru care se obține rezonanța paralel atrage modificarea reactanței ramurii L în sensul micșorării ei, $X_L < X_C$ și becul 2 va lumina mai intens decît becul *3*. Invers, coborînd miezul de fier M, $X_C < X_L$ și becul *3* va lumina mai intens.

În ambele cazuri, intensitatea curentului total I fiind mai mare decît I_{rez}, becul *1* va lumina.

Aceste considerații explică observațiile care rezultă din experimentul ce demonstrează fenomenul de rezonanță paralel, numit și rezonanță de curent.

Aplicație. Un circuit paralel *RLC* (fig. 1.22, *a*), alimentat cu o tensiune alternativă de valoare efectivă U și frecvență ν', este parcurs de un curent total de intensitate efectivă minimă $I_{min} = 5$ A, bobina fiind parcursă de un curent de intensitate $I'_L = 5$ A. Care este valoarea efectivă a intensității curentului total I la o frecvență $\nu = 5\nu'$?

Rezolvare. Intensitatea curentului total are valoarea minimă cînd suma curenților prin condensator, i_C, și prin bobina ideală, i_L, este nulă, adică la rezonanța de curent. În acest caz, tot curentul debitat de generator trece prin rezistorul R, $I_{min} = I_R$ și $I'_C = I'_L = 5$ A. La mărirea frecvenței de cinci ori (deci $\omega = 5\omega'$), reactanța bobinei ideale devine $X_L = \omega L = 5\omega' L = 5X'_L$, iar reactanța capacitivă devine $X_C = 1/\omega C = 1/5\omega' C = X'_C/5$. Ca urmare,

$$I_L = \frac{U}{X_L} = \frac{1}{5} I'_L = 1 \text{ A}, \quad I_C = 5I'_C = 25 \text{ A},$$

de unde rezultă intensitatea efectivă a curentului total:

$$I = \sqrt{I_R^2 + (I_L - I_C)^2} = \sqrt{5^2 + 24^2} = \sqrt{25 + 576} \approx 24{,}5 \text{ A}.$$

În acest caz circuitul paralel prezintă un aspect capacitiv, deoarece $I_C > I_L$.

* În practică ea devine numai foarte mare, deoarece bobina prezintă și o rezistență activă.

1.9. PUTEREA ÎN CURENT ALTERNATIV

Se știe că, în circuitele de curent continuu, puterea este dată de relația $P = UI$ și reprezintă energia disipată în unitatea de timp prin trecerea unui curent continuu de intensitate I printr-un circuit la capetele căruia este aplicată tensiunea continuă U.

Dacă tensiunea la bornele unui circuit de curent alternativ sinusoidal este $u = U_m \sin \omega t$, iar intensitatea curentului prin circuit $i = I_m \sin(\omega t - \varphi)$, puterea instantanee a circuitului este:

$$p = ui = U_m \sin \omega t \cdot I_m \sin(\omega t - \varphi),$$

unde φ este defazajul dintre u și i. Folosind identitatea trigonometrică

$$\sin a \sin b = \frac{1}{2}[\cos(a - b) - \cos(a + b)],$$

puterea instantanee se mai poate scrie sub forma:

$$p = \underbrace{\frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi}_{\substack{\text{componentă} \\ \text{constantă}}} - \underbrace{\frac{U_m I_m}{2} \cos(2\omega t - \varphi)}_{\text{componentă alternativă}}. \qquad (1.10)$$

În figura 1.25 sînt redate curbele intensității curentului, tensiunii și puterii. Ordonatele punctelor curbei, reprezentînd puterea instantanee dată de expresia (1.10), sînt obținute prin înmulțirea ordonatelor respective ale punctelor diagramelor intensității curentului și tensiunii. Se observă că puterea instantanee poate să ia la momente diferite valori diferite, pozitive, negative sau nule.

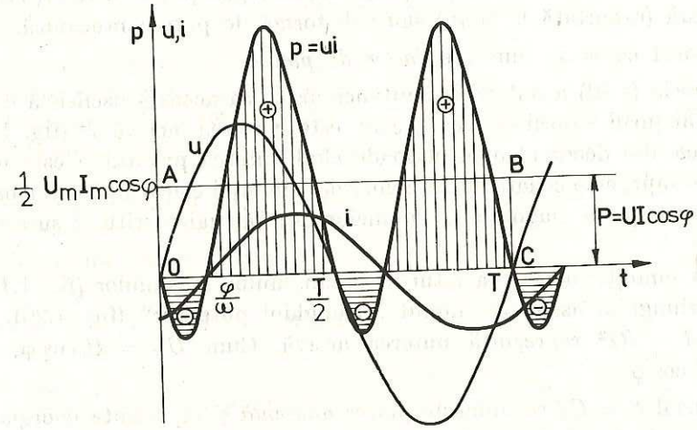


Fig. 1.25. Puterea instantanee și puterea medie într-un circuit de curent alternativ. Se observă că valorile medii pe o perioadă ale mărimilor u și i sînt nule. Valoarea medie $\bar{p}$ este însă diferită de zero deoarece, după cum se vede și din figură, produsul $p = ui$ a două mărimi oscilatorii armonice nu mai reprezintă o mărime oscilatorie armonică.

Pentru a putea caracteriza un circuit în curent alternativ din punct de vedere al consumului mediu de energie în unitatea de timp, să căutăm să stabilim expresia puterii medii $\bar{p}$ corespunzătoare unei perioade a curentului alternativ.

Diagrama variației puterii instantanee cu timpul arată că, pentru o perioadă, suprafețele haşurate situate deasupra liniei $\frac{1}{2} U_m I_m \cos \varphi$ umplu locurile rămase libere între abscisă și această linie și anulează domeniile negative (haşurate, sub axa abscisă). Ca urmare, energia absorbită în circuitul de curent alternativ, corespunzător unei perioade T, va fi egală cu aria dreptunghiului $OABC$:

$$W = \frac{1}{2} U_m I_m \cos \varphi \cdot T.$$

De aceea într-o perioadă valoarea medie a puterii unui circuit de curent alternativ este egală cu componenta constantă a puterii instantanee p scrisă sub forma relației (1.10), adică

$$P = \bar{p} = \frac{1}{2} U_m I_m \cos \varphi = UI \cos \varphi.$$

Astfel, puterea medie sau puterea activă a circuitului de curent alternativ este egală cu produsul valorilor efective ale tensiunii și intensității curentului înmulțit cu cosinusul unghiului de defazaj

$$P = UI \cos \varphi.$$

Puterea activă se măsoară în waţi. Ea se regăsește, în circuit, sub formă de căldură (raportată la timp) sau sub formă de putere mecanică.

Factorul $\cos \varphi$ se numește *factor de putere*.

Expresia (1.10) a puterii instantanee arată că aceasta oscilează cu pulsația 2ω, în jurul valorii ei medii, care este puterea activă P (fig. 1.25). În momentele din decursul unei perioade cînd puterea primită p este negativă (adică, în fapt, este cedată sursei), energia cîmpului electric al condensatoarelor sau a cîmpului magnetic al bobinelor este parțial restituită sursei de alimentare.

Prin înmulțirea cu I a laturilor triunghiului tensiunilor (fig. 1.19, *a*) se obține triunghiul asemenea numit „triunghiul puterilor" (fig. 1.26). Cateta $P = U_R I = RI^2$ reprezintă puterea activă. Cum $U_R = U \cos \varphi$, rezultă $P = UI \cos \varphi$.

Produsul $S = UI$ se numește *putere aparentă* și reprezintă energia transferată în unitatea de timp circuitului de către sursa de alimentare. O parte din ea reprezintă puterea activă P utilizată de consumator, iar cealaltă parte $P_r = U_X I = UI \sin \varphi$, numită *putere reactivă*, este necesară pentru producerea cîmpului magnetic și a cîmpului electric. Unitatea de măsură pentru

puterea aparentă S este voltamperul(VA), iar pentru puterea reactivă P_r este voltamperul-reactiv (VAR*).

Între puterea aparentă, puterea activă și puterea reactivă există relațiile:

$$P_r^2 + P^2 = S^2; \quad P_r = P \operatorname{tg} \varphi; \quad P = S \cos \varphi;$$
$$P_r = S \sin \varphi$$

care se reţin uşor cu ajutorul triunghiului puterilor.

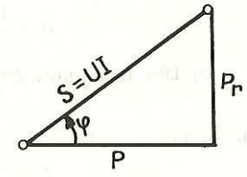


Fig. 1.26. Triunghiul puterilor.

Probleme rezolvate

1. Un circuit serie de curent alternativ este alcătuit dintr-un bec cu rezistența $R_b = 20\ \Omega$ și o bobină, avînd rezistența R și inductanța L. Dacă se aplică circuitului tensiunea cu valoarea efectivă $U = 100$ V, cu frecvența $\nu = 50$ Hz, la bornele becului tensiunea este $U_b = 50$ V, iar la bornele bobinei $U_L = 70$ V. Să se determine:

a) intensitatea curentului în circuit;
b) rezistența bobinei;
c) inductanța bobinei;
d) puterile din bec și bobină;
e) factorul de putere al circuitului și puterile activă, reactivă și aparentă din circuit.

Rezolvare. În schema circuitului din figura 1.27, *a* becul este reprezentat prin rezistorul R_b, iar bobina prin rezistorul R și bobina ideală L (desenată ca dreptunghi alungit și înnegrit).

a) Din $U_b = R_b I$ rezultă intensitatea efectivă a curentului prin circuit:

$$I = \frac{U_b}{R_b} = \frac{50}{20} = 2{,}5 \text{ A}.$$

b) Diagrama fazorială a tensiunilor din circuit este dată în figura 1.27, *b*. Impedanța circuitului este $Z = U/I = 100/2{,}5 = 40\ \Omega$, iar impedanța bobinei $Z_L = U_L'/I = 70/2{,}5 = 28\ \Omega$.

Pentru triunghiul ACD din diagrama fazorială se poate scrie: $U^2 = (U_b + U_R)^2 + (U_L')^2$, iar pentru triunghiul DCB: $U_L^2 = U_R^2 + (U_L')^2$.

Prin eliminarea lui $(U_L')^2$ din ultimele două relații, se obține:

$$U_R = \frac{U^2 - U_b^2 - U_L^2}{2U_b} \text{ sau } IR =$$
$$= \frac{I^2(Z^2 - R_b^2 - Z_L^2)}{2IR_b}$$

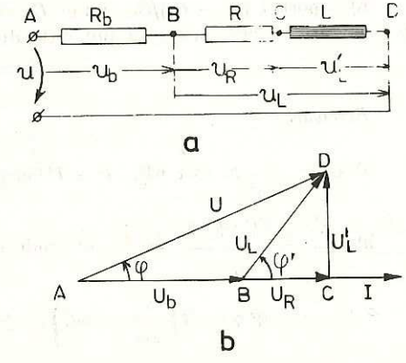


Fig. 1.27. Pentru problema rezolvată *1*.

* Unitate adoptată de Comisia Electrotehnică Internațională în 1930, la propunerea academicianului român Constantin Budeanu (1886—1959).

de unde, prin simplificare:

$$R = \frac{Z^2 - R_b^2 - Z_L^2}{2R_b} = \frac{40^2 - 20^2 - 28^2}{2 \cdot 20} = 10{,}4\ \Omega.$$

c) Din triunghiul BCD rezultă impedanța bobinei

$$Z_L^2 = X_L^2 + R^2 = L^2\omega^2 + R^2$$

de unde

$$L = \sqrt{\frac{Z_L^2 - R^2}{\omega^2}} = \frac{1}{2\pi\nu}\sqrt{28^2 - (10{,}4)^2} \approx 0{,}082\ \text{H} = 82\ \text{mH}.$$

d) Puterea activă disipată în bec este $P_b = R_b \cdot I^2 = 20 \cdot 2{,}5^2 = 125$ W. Puterea activă disipată în bobină este $P_R = U_R \cdot I = RI^2$; $P_R = RI^2 = 65$ W. Puterea reactivă a bobinei, de fapt a circuitului serie, este $P_r = U'_L \cdot I = U_L I \sin\varphi'$. Dar $\sin\varphi' = X_L/Z_L = 2\pi\nu L/Z_L = 100\,\pi \cdot 0{,}082/28 = 0{,}92$, deci $P_r = 70 \cdot 2{,}5 \cdot 0{,}92 = 161$ *VAR*. Puterea aparentă pentru bobină este $S = U_L \cdot I = 70 \cdot 2{,}5 = 175$ *VA*.

e) Factorul de putere a circuitului se calculează din triunghiul ADC:

$$\cos\varphi = \frac{U_b + U_R}{U} = \frac{R_b + R}{Z} = \frac{20 + 10{,}4}{40} = 0{,}76$$

Puterile din circuit sînt:

$$P = UI\cos\varphi = 100 \cdot 2{,}5 \cdot 0{,}76 = 190\ \text{W}.$$

$$P_r = UI\sin\varphi = U'_L I = U_L I \sin\varphi' = X_L I^2 = 161\ \text{VAR}.$$

$$S = UI = 100 \cdot 2{,}5 = 250\ \text{VA}.$$

2. Un circuit paralel este format dintr-un rezistor de rezistență $R = 1$ kΩ, o bobină cu inductanța $L = 25\mu$H și un condensator variabil (fig. 1.28). Circuitul este alimentat de la un generator de curent alternativ de frecvență fixă ($\nu = 1$ MHz), care debitează — indiferent de impedanța circuitului exterior — un curent de intensitate efectivă $I = 50$ mA. Să se determine:

a) capacitatea C_a a condensatorului variabil pentru care se realizează rezonanța intensităților și puterea activă disipată în circuit în acest caz;

b) raportul $(C_2 - C_1)/C_a$, unde C_1 și C_2 sînt capacitățile condensatorului variabil pentru care puterea scade la jumătate din valoarea corespunzînd rezonanței.

(Concurs de admitere, Facultatea de fizică, 1979)

Rezolvare

a) $C_a = \dfrac{1}{L\omega^2} \approx 1{,}01$ nF, $P = UI\cos\varphi = IU_R = RI^2 = 2{,}5$ W.

b) $\dfrac{P}{P_{rez}} = \dfrac{RI^2\cos^2\varphi}{RI^2} = \dfrac{1}{2}$, de unde $\cos^2\varphi = \dfrac{1}{2}$, adică $\varphi = \pm\dfrac{\pi}{4}$. Din

$$\operatorname{tg}\varphi = R\left(\frac{1}{L\omega} - \omega C\right) = \pm 1,\quad \frac{1}{L\omega} - \omega C_{1,2} = \pm\frac{1}{R},\ \text{iar}$$

$$(C_2 - C_1)\omega = \frac{2}{R}\ \text{și}\ C_a\omega = \frac{1}{L\omega},\ \text{de unde}\ \frac{1}{C_a}(C_2 - C_1) = \frac{2L\omega}{R}.$$

Rezultă $\dfrac{C_2 - C_1}{C_a} = \dfrac{2 \cdot 25 \cdot 10^{-6} \cdot 2\pi \cdot 10^6}{10^3} = 0{,}314.$

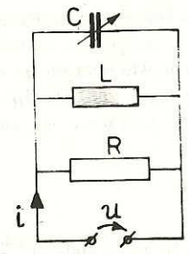


Fig. 1.28. Pentru problema rezolvată *2*.

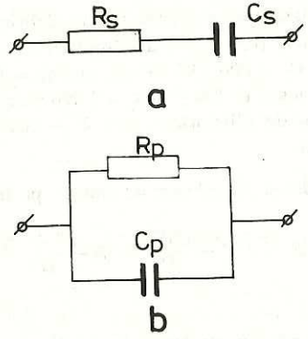


Fig. 1.29. Pentru problema rezolvată *3*.

3. Se consideră circuitele din figura 1.29, *a*, *b*. Ce rezistență R_p și capacitate C_p trebuie să aibă elementele circuitului din figura 1.29, *b*, cunoscînd că $R_s = 5\ \Omega$, $C_s = 159\ \mu$F și $\nu = 200$ Hz, încît cele două circuite să fie echivalente?

Rezolvare. Circuitele *RC* serie și *RC* paralel sînt echivalente dacă puterile lor, activă și reactivă au aceleași valori. Astfel, pentru determinarea lui C_p se scrie egalitatea dintre puterea reactivă pentru circuitul *RC* serie și cea pentru circuitul *RC* paralel:

$$X_s I^2 = X_p I_{C_p}^2 \ \text{sau}\ \frac{U^2}{Z_s^2} X_s = \frac{U^2}{X_p^2} X_p.$$

După operația de simplificare se obține

$$\frac{1}{\omega C_p} = \frac{R_s^2 + \left(\dfrac{1}{\omega C_s}\right)^2}{\dfrac{1}{\omega C_s}},$$

de unde rezultă

$$C_p = \frac{1}{\omega}\,\frac{\dfrac{1}{\omega C_s}}{R_s^2 + \left(\dfrac{1}{\omega C_s}\right)^2} = 80\ \mu\text{F}.$$

Pentru determinarea lui R_p se pornește de la expresia egalității pentru puterile active ale circuitelor *RC* serie și *RC* paralel:

$$R_s I^2 = R_p I_{R_p}^2 \ \text{sau}\ R_s\frac{U^2}{Z_s^2} = R_p\frac{U^2}{R_p^2},$$

de unde rezultă

$$R_p = \frac{Z_s^2}{R_s} = \frac{R_s^2 + \dfrac{1}{C_s^2\omega^2}}{R_s} = 10\ \Omega.$$

4. Instalația electrică a unei fabrici absoarbe pentru instalația de iluminat o putere $P_1 = 20$ kW (instalația de iluminat se consideră rezistivă), iar pentru instalația de forță puterea $P_2 = 200$ kW la un cos $\varphi_2 = 0{,}8$. Instalația primește energia de rețea printr-o linie de racord de lungime $l = 1\,000$ m, conductorii liniei având rezistența $R_l = 10^{-2}\ \Omega$/km. Tensiunea de alimentare este $U = 380$ V. Să se calculeze pierderea de putere pe linia de racord.

Rezolvare. Pierderea de putere pe linia de racord este

$$\Delta P = RI^2 = \frac{RS^2}{U^2} = R\frac{P^2 + P_r^2}{U^2}, \text{ unde } P_r = P_2 \operatorname{tg}\varphi_2 = 200 \cdot 10^3 \frac{0{,}6}{0{,}8} =$$

$$= 150 \cdot 10^3 \text{ VAR.}$$

$P = P_1 + P_2 = 220 \cdot 10^3$ W, iar $R = R_l \cdot 2l = 2 \cdot 10^{-2}\ \Omega$. Rezultă:

$$\Delta P = 2 \cdot 10^{-2} \frac{220^2 + 150^2}{380^2} 10^6 = 9\,819{,}94 \text{ W.}$$

Rezolvarea acestei probleme explică de ce pierderile de putere pe liniile de alimentare în energie electrică pot fi cu atît mai mici cu cît P_r este mai mic și U mai mare, de unde și necesitatea îmbunătățirii factorului de putere cos φ, iar în cazul transmisiei energiei curentului electric alternativ — folosirea transformatoarelor electrice.

PROBLEME

1. Să se explice electronic de ce condensatorul întrerupe circuitul de curent continuu și închide pe cel de curent alternativ.

2. Care este puterea activă a unui circuit de curent alternativ format din o bobină și un condensator, ambele ideale?

3. Se modifică reprezentarea fazorială a t.e.m. din înfășurările alternatorului trifazat dacă se schimbă sensul de rotație a inductorului?

4. La un generator de curent alternativ cu tensiunea la borne de 10 V se conectează un circuit serie format dintr-un condensator de capacitate 15,91 μF ($= 5/\pi \cdot 10^{-5}$ F) și o bobină cu inductanța 636,6 mH ($= 2/\pi$ H) și rezistență 40 Ω. Să se determine:
a) intensitatea curentului din circuit, dacă frecvența curentului alternativ este 100 Hz;
b) frecvența curentului alternativ pentru care are loc rezonanța tensiunilor;
c) intensitatea curentului din circuit;
d) factorul de calitate al circuitului.

R: 33 mA; 50 Hz; 250 mA; 5.

5. Un circuit serie, format dintr-o bobină de inductanță 95,5 mH și rezistență 16 Ω și un condensator de capacitate 177 μF, este alimentat la o rețea de alimentare cu tensiunea de 220 V și frecvența 50 Hz. Să se calculeze:
a) impedanța circuitului;
b) intensitatea curentului prin circuit;
c) factorul de putere al circuitului;
d) puterile activă, reactivă și aparentă.

R: 20 Ω; 11 A; 0,8; 1936 W, 1452 VAR, 2420 VA.

6. Să se determine schema electrică a circuitului pentru care a fost ridicată diagrama fazorială din figura 1.30.

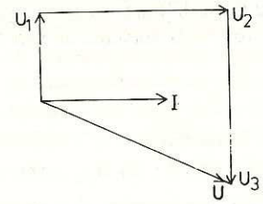


Fig. 1.30. Pentru problema *6*.

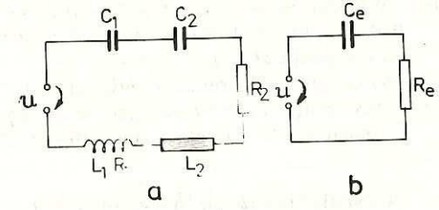


Fig. 1.31. Pentru problema *7*.

7. În schema din figura 1.31, *a*: $C_1 = 1{,}6$ μF, $C_2 = 0{,}4$ μF, $L_1 = 69$ mH, $L_2 = 0{,}11$ H, $R_1 = 500\ \Omega$, $R_2 = 100\ \Omega$ și frecvența tensiunii de alimentare $\nu = 400$ Hz. Să se calculeze valorile C_e și R_e din schema echivalentă simplificată din figura 1.31, *b*.

R: $C_e = 0{,}5$ μF, $R_e = 600\ \Omega$.

8. Unui circuit serie format dintr-un rezistor cu rezistența 3 Ω și o bobină cu inductanța 12,7 mH i se aplică o tensiune de 100 V și 50 Hz. Să se scrie expresiile pentru valorile instantanee ale intensității curentului, tensiunii la bornele rezistorului și tensiunii la bornele bobinei.

R: $i = 28{,}2 \sin (314\ t)$ A,
$u_R = 84{,}6 \sin (314\ t)$ V,
$u_L = 112{,}8 \sin (314\ t + \frac{\pi}{2})$ V.

9. Un circuit de curent alternativ este alimentat de două surse de tensiune legate în serie, având la borne tensiunile $u_1 = U_{1m} \sin \omega t$ și $u_2 = U_{2m} \sin (\omega t + \varphi_0)$. Cunoscînd că $U_{1m} = 60$ V, $U_{2m} = 100$ V, $\omega = 314\ s^{-1}$ și $\varphi_0 = 30°$, să se calculeze amplitudinea și faza tensiunii totale aplicate circuitului.

R: 155 V; $\omega t + 19°$.

10*. Un circuit serie cu $R = 1\,000\ \Omega$, $L = 0{,}4$ H și $C = 0{,}2$ μF este alimentat de la un generator de tensiune alternativă a cărei frecvență poate fi variată. Pentru ce valori ale frecvenței generatorului intensitatea curentului este defazată cu $\pi/4$ față de tensiunea de alimentare? Discuția rezultatelor.

R: 398 Hz, 796 Hz.

11*. Pentru circuitul din figura 1.32, voltmetrele, ampermetrul și fazometrul indică: $U = 60$ V, $U_1 = 30$ V, $U_2 = 40$ V, $I = 0{,}4$ A și $\varphi = 55°$. Se cer:
a) inductanțele și rezistențele bobinelor (frecvența tensiunii de alimentare este $\nu = 400$ Hz);
b) condiția care ar trebui îndeplinită pentru ca indicația voltmetrului V să reprezinte suma indicațiilor voltmetrelor V_1 și V_2.

R: 10 mH, 37,9 mH; 70 Ω, 17 Ω; $X_1R_2 = X_2R_1$.

12. O instalație de curent alternativ, funcționînd sub tensiunea de 220 V, absoarbe o putere activă de 2 kW, sub un factor de putere 0,8 inductiv. Se cer:
a) rezistența instalației;
d) puterea aparentă;
c) puterea reactivă absorbită;
b) reactanța instalației;

R: 15,5 Ω; 11,65 Ω; 1,5 kVAR; 2,5 kVA.

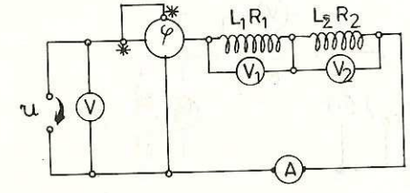


Fig. 1.32. Pentru problema *11*.

13. Un circuit serie format dintr-un rezistor cu rezistența 2 Ω, o bobină cu inductanța 0,16 H și un condensator cu capacitatea 60 μF este alimentat cu o tensiune de 220 V, cu frecvența 200 Hz. Se cer:
a) intensitatea curentului prin circuit;
b) frecvența pentru care apare rezonanța;
c) tensiunea la bornele elementelor reactive în regim de rezonanță.

R: 1,18 A; 50 Hz; 5 500 V.

14. Frecvența de rezonanță a unui circuit serie format dintr-un condensator și o bobină este de 4 kHz. Pentru o frecvență de 1 kHz a tensiunii de alimentare, impedanța circuitului este de 1 k Ω. Rezistența bobinei este de 10 Ω. Să se calculeze inductanța bobinei.

R: $4{,}2 \cdot 10^{-2}$ H.

15. Menținînd aceeași tensiune electrică $U = 220$ V la bornele unei bobine, se modifică frecvența acestei tensiuni. La frecvența $\nu_1 = 50$ Hz, intensitatea curentului prin bobină este $I_1 = 12$ A, iar la frecvența $\nu_2 = 2\nu_1$, $I_2 = 8$ A. Să se calculeze inductanța și rezistența bobinei.

R: 37,57 mH; 14 Ω.

16. Un cadru dreptunghiular cu aria suprafeței de 100 cm² este bobinat cu 20 spire, de rezistență neglijabilă. Cadrul se rotește uniform în jurul axului său de simetrie într-un cîmp magnetic uniform de 1 T, perpendicular pe axul de rotație. La bornele cadrului se conectează un bec, de putere 12 W la tensiunea de 12 V, în serie cu o bobină avînd rezistența 10 Ω și inductanța 0,1 H. Se cer:
a) numărul de rotații pe secundă pentru ca becul să funcționeze la valorile nominale de putere și tensiune;
b) defazajele între intensitatea curentului și tensiunile la bornele bobinei și la bornele circuitului.

(Concurs de admitere, Facultatea de fizică, 1977).

R: 35 Hz; 65°33′21″; 45°.

17. Voltmetrele din montajul din figura 1.33 indică tensiunile efective $U = 149$ V, $U_1 = 50$ V și $U_2 = 121$ V, frecvența tensiunii sinusoidale aplicate fiind $\nu = 50$ Hz. Cunoscînd că $R_1 = 5$ Ω, să se calculeze rezistența R și inductanța L a bobinei.

R: 5,06 Ω; 34,9 mH.

18. Un circuit serie format dintr-un rezistor R și un condensator C are factorul de putere 0,6. Să se calculeze factorul de putere al circuitului format din aceleași elemente RC montate în paralel, pentru aceeași frecvență a tensiunii de alimentare.

R: 0,8.

19. Un circuit paralel (fig. 1.28), format dintr-un condensator variabil, o bobină ideală de inductanță 100 μH și un rezistor de rezistență 10 Ω, este alimentat de un generator de curent alternativ de frecvență 10 kHz, asigurînd o valoare efectivă constantă de 20 mA a intensității totale a curentului. Să se deducă:
a) valoarea maximă a puterii disipate în rezistor;
b) capacitatea condensatorului pentru care puterea disipată în rezistor este maximă;
c) capacitățile C_1 și C_2 ale condensatorului variabil pentru care puterea disipată în rezistor este egală cu jumătate din puterea maximă.

(Concurs de admitere, Institutul Politehnic, București, 1975)

R: 4 mW; 2,52 μF; 0,94 μF; 4,12 μF.

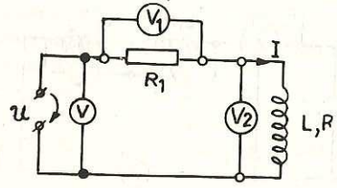


Fig. 1.33. Pentru problema *17*.

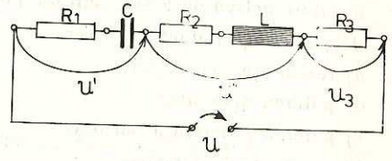


Fig. 1.34. Pentru problema *20*.

20. Circuitul serie reprezentat în figura 1.34 este parcurs de un curent de intensitate $i = \sqrt{2}\,10 \sin(400\,\pi t - \varphi)$ A. Cunoscînd că $R_1 = 5$ Ω, $R_2 = 6$ Ω, $R_3 = 4$ Ω, $L = 6{,}37$ mH $\left(= \frac{2}{\pi} 10^{-3}\ \text{H}\right)$ și $C = 159$ μF $\left(= \frac{5}{\pi} 10^{-4}\ \text{F}\right)$ să se determine:
a) frecvența tensiunii u de la bornele circuitului;
b) defazajul dintre u și i;
c) impedanța circuitului;
d) expresiile tensiunilor u', u'', u_3, u și valorile efective corespunzătoare;
e) puterea activă, reactivă și aparentă a circuitului;
f) diagrama fazorială a circuitului.

R: 200 Hz; 11°20′; 15,3Ω; 7,05 V, 100 V, 40 V, 153 V; 1 500 W, 300 VAR, 1 530 VA.

2. MAŞINI ELECTRICE ROTATIVE

2.1. CLASIFICAREA MAŞINILOR ELECTRICE

Maşinile electrice sînt maşinile caracterizate prin mărimi atît de natură mecanică, cît şi de natură electromagnetică şi în care are loc un proces de convertire a energiei mecanice în energie electromagnetică (generatoarele), sau invers (motoare electrice). Aceste procese sînt însoţite de transformarea inevitabilă a unei părţi din energia primară în căldură, pierderile Joule fiind determinate în stabilirea randamentului convertirii.

Din punct de vedere constructiv, mecanic, maşinile electrice au două părţi principale, una fixă, numită *stator*, şi alta mobilă, care se poate pune în mişcare de rotaţie, denumită *rotor*.

În ce priveşte componentele electrice şi magnetice, maşinile electrice posedă, de asemenea, două părţi: *circuitele electrice*, adică înfăşurările din sîrmă de cupru izolată şi *circuitele magnetice*, adică miezurile din tole de oţel electrotehnic. Înfăşurările se dispun pe miezul din material feromagnetic ($\mu_r \gg 1$) pentru a mări cîmpul de inducţie magnetică $\vec{B}$, odată cu aceasta fluxul magnetic şi deci t.e.m. indusă ($e \sim \Phi$), la *generatoare*, respectiv forţa de interacţiune magnetică ($F \sim B$), la *motoare*.

Între stator şi rotor rămîne o zonă îngustă de aer, care se numeşte *întrefier*.

În generatoarele electrice, care funcţionează pe baza fenomenului de inducţie electromagnetică, şi în electromotoare, care funcţionează pe baza forţei electromagnetice de interacţiune între cîmpurile magnetice produse de înfăşurările statorice şi rotorice, convertirea energiei se realizează printr-o mişcare de rotaţie a rotorului maşinii.

Maşinile electrice pot fi de curent alternativ sau de curent continuu. Maşinile electrice sînt reversibile, adică aceeaşi maşină poate funcţiona fără modificări constructive, fie în regim de generator, fie de motor.

Orice maşină electrică are un *regim nominal de funcţionare*, care este regimul de lucru normal pentru care maşina a fost proiectată şi construită de fabrica producătoare. Regimul nominal este caracterizat prin *valorile nominale* ale mărimilor caracteristice ale maşinii, specificate pe plăcuţa indicatoare:

puterea, tensiunea şi intensitatea curentului, frecvenţa, factorul de putere, viteza de rotaţie (turaţia), durata de funcţionare etc.

Faţă de alte tipuri de maşini, maşinile electrice prezintă numeroase avantaje: au randament mare, funcţionează sigur şi cu răspuns imediat la comenzi (pornire, variaţia vitezei, oprire), ocupă un spaţiu restrîns pentru o putere dată şi se pot construi într-o mare gamă de puteri (de la fracţiuni de watt, la sute de megawaţi).

În ţara noastră se fabrică în mod curent o largă gamă de motoare electrice pentru puteri pînă la 1000 kW şi unicate pînă la 12 MW, transformatoare pînă la 200 MVA şi 400 kV, generatoare pînă la 330 MW pentru centralele electrice.

2.2. PRODUCEREA CURENTULUI ALTERNATIV MONOFAZAT. ALTERNATORUL

2.2.1. **Principiul generatorului de curent alternativ monofazat (alternatorul).** La bornele unei bobine fixe în faţa căreia se roteşte uniform un magnet ia naştere o tensiune electromotoare alternativă, cum s-a arătat la § 1.1. La o rotaţie completă a magnetului, intensitatea curentului alternativ indus în bobină variază oscilatoriu. Oscilaţia poate fi pusă în evidenţă cu ajutorul unui ampermetru de curent continuu, cu ac indicator la mijlocul scalei, conectat la bornele bobinei. Rotim uniform magnetul pornind dintr-o poziţie, în care magnetul este orientat în lungul axului bobinei. În decursul unei rotaţii complete a magnetului, acul ampermetrului va devia spre una din extremităţile scalei indicînd un maxim, apoi trece prin zero deviind spre cealaltă extremă a scalei şi după ce indică un maxim (egal ca valoare cu primul), revine la zero (fig. 2.1).

Funcţionarea alternatorului se bazează pe tensiunea electromotoare indusă într-o bobină aflată într-un cîmp magnetic rotitor.

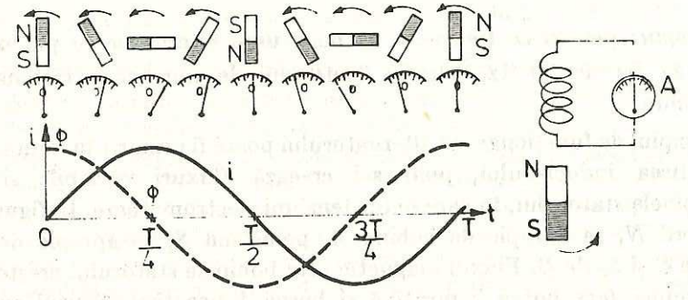


Fig. 2.1. Variaţia în timp a fluxului inductor şi a intensităţii curentului prin bobina dispozitivului denumit alternator. Deasupra curbelor se arată cîteva poziţii ale magnetului bară şi ale acului ampermetrului conectat la bobină. Mişcarea de rotaţie a magnetului inductor este uniformă.

2.2.2. **Construcția și funcționarea alternatorului.** Ca orice mașină electrică rotativă, generatorul de curent alternativ, numit alternator, are două părți principale: una din ele produce cîmpul magnetic inductor și se numește *inductor*, iar cealaltă se numește *indus*. Acesta este format din bobine cu miez feromagnetic, în care se induc t.e.m. alternative.

La alternator, indusul fiind fix, se mai numește stator; inductorul fiind partea care se rotește, se numește rotor.

Statorul este alcătuit dintr-o carcasă cilindrică în interiorul căreia se află o armătură realizată din tole de material feromagnetic (oțel electrotehnic). Armătura poartă bobinajele, legate în serie și bobinate alternativ cînd într-un sens cînd în altul, așa cum arată figura 2.2. În interiorul armăturii cilindrice a statorului se află dispus coaxial rotorul format din electromagneți în număr par, egal cu numărul bobinelor din stator. Miezul electromagneților este realizat tot din tole de oțel electrotehnic. Polii electromagneților alternează (fig. 2.2, *a*). Inductorul este alimentat cu un curent continuu, numit curent *de excitație*, produs de un mic generator de c.c. (excitatoarea), al cărui indus se află pe axul (arborele) alternatorului.

De la excitatoare curentul ajunge la circuitul inductorului prin două perii din cărbune P_1 și P_2 care alunecă pe două inele de aramă I_1 și I_2, de care sînt fixate capetele circuitului inductor.

Trecerea succesivă a polilor de pe rotor prin fața bobinelor statorului, alternat bobinate și legate în serie, face să apară în circuitul indusului o t.e.m. alternativă. Intervalul de timp în care o pereche de poli trece prin fața unei bobine a statorului determină perioada t.e.m. alternative. Notăm cu n turația în rot/min a motorului care pune în rotație inductorul și cu p numărul de perechi de poli. Cum în fiecare rotație prin dreptul unei bobine a statorului trec p perechi de poli, iar într-o secundă $p \cdot n/60$ perechi de poli, rezultă că în acest interval de timp se produc $p \cdot n/60$ oscilații ale t.e.m. alternative. Deci, frecvența t.e.m. alternative a unui generator de tipul alternatorului este

$$\nu = pn/60 \text{ (Hz)}.$$

Exemplu: pentru ca frecvența t.e.m. a unui alternator cu patru perechi de poli să fie de 50 Hz, turația motorului de antrenare trebuie să fie 750 rot/min.

Principiul de funcționare al alternatorului poate fi urmărit în figura 2.2, *a*, *b*. Prin rotirea inductorului, polii săi creează fluxuri variabile sinusoidal prin bobinele statorului, în care induc tensiuni electromotoare. În figura 2.2, *a*, polul nord N_1 se apropie de bobina A, polul sud S_1 se apropie de bobina B, N_2 de C și S_2 de D. Fluxul magnetic prin bobinele statorului crește. Sensul t.e.m. induse face borna 2 pozitivă și borna 1 negativă. Sensul curentului prin circuitul indusului și sarcina rezistivă sînt indicate în figură prin săgeți. T.e.m. indusă este nulă cînd polii trec exact prin fața bobinelor A, B, C, D,

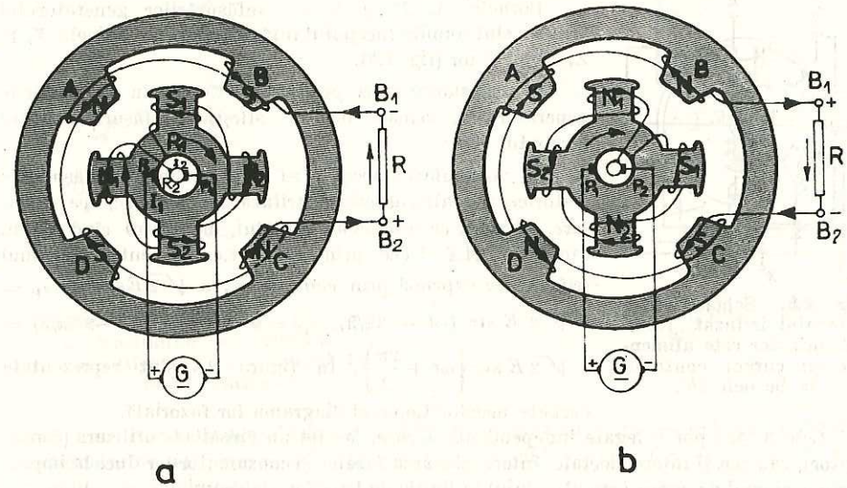


Fig. 2.2. Alternatorul monofazat.

deoarece fluxul prin acestea este maxim, iar viteza de variație a fluxului este nulă. În figura 2.2, *b*, polii au depășit poziția de flux maxim, t.e.m. indusă este de sens contrar, borna *1* devine pozitivă, borna *2* negativă, sensul curentului fiind contrar celui din figura precedentă. Astfel ia naștere la bornele *1* și *2* ale alternatorului o tensiune alternativă care poate fi trecută direct pe circuitul de utilizare.

După tipul de motor care pune în rotație inductorul, alternatoarele se pot numi turbogeneratoare (motor cu turbină cu aburi), hidrogeneratoare (turbină hidraulică drept motor) sau generator Diesel (motor Diesel).

2.3. SISTEMUL TRIFAZAT. ALTERNATORUL TRIFAZAT

Se numește sistem trifazat simetric sistemul compus din 3 circuite electrice generatoare de curent alternativ, de aceeași frecvență, ale căror t.e.m. au valori efective egale și diferențe relative de fază egale între ele cu $2\pi/3$ radiani (sau $2\pi/3\omega = T/3$ secunde).

În majoritatea cazurilor sistemele trifazate sînt simetrice, de aceea se folosește pentru acest tip de sistem denumirea scurtă de sistem trifazat.

Cele trei surse independente de curent alternativ se obțin prin modificarea alternatorului monofazat, în general, pentru p perechi de poli ai rotorului se introduc p perechi de bobine pe fiecare circuit generator de pe stator. În figura 2.3, care explică principiul de funcționare a alternatorului trifazat, pentru cei doi poli ai rotorului, sînt 3 grupe a cîte 2 bobine (o pereche) legate în serie și bobinate alternat. Fiecare grup constituie un circuit independent generator de curent alternativ, decalat spațial cu $2\pi/3$ radiani de celelalte circuite. Deci t.e.m. nu trec simultan prin valorile maxime. T.e.m. indusă ajunge la valoarea maximă mai întîi în înfășurarea AX (fig. 2.3), apoi în BY, după ce inductorul s-a rotit cu un unghi de $2\pi/3$ rad. T.e.m. indusă în înfășurarea CZ va fi defazată în urmă cu $2\pi/3$ față de cea din BY și în urmă cu $4\pi/3$ față de t.e.m. din înfășurarea AX.

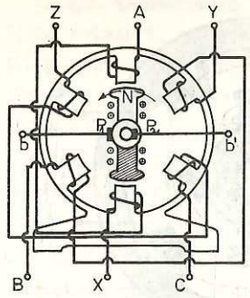


Fig. 2.3. Schema alternatorului trifazat. Rotorul inductor este alimentat cu curent continuu la bornele *bb'*.

Bornele *A*, *B* şi *C* ale înfăşurărilor generatorului trifazat sînt numite începutul înfăşurărilor, iar bornele *X*, *Y*, *Z*, sfîrşitul lor (fig. 2.3).

Se consideră sens pozitiv al t.e.m., în înfăşurările generatorului, sensul de la sfîrşitul înfăşurării către începutul ei.

În vocabularul specific al electrotehnicii, înfăşurările statorice ale alternatorului trifazat se numesc, pe scurt, *faze*. Fixînd, ca origine a timpului, momentul cînd t.e.m. din faza *AX* trece prin zero, t.e.m. pentru sistemul trifazat se exprimă prin ecuaţiile $e_A = \sqrt{2}\,E \sin \omega t$, $e_B = \sqrt{2}\,E \sin(\omega t - 2\pi/3)$, $e_C = \sqrt{2}\,E \sin(\omega t - 4\pi/3) = \sqrt{2}\,E \sin\left(\omega t + \frac{2\pi}{3}\right)$. În figura 2.4 sînt reprezentate curbele acestor t.e.m. şi diagrama lor fazorială.

Cele 3 faze pot fi legate independent, fiecare, la cîte un circuit de utilizare (consumator), sau pot fi interconectate. Interconectarea fazelor şi consumatorilor duce la importante economii de cupru (sau aluminiu) la liniile de transfer ale energiei.

Interconectarea fazelor se poate realiza în stea (fig. 2.5) sau în triunghi (fig. 2.6).

2.3.1. **Montaj în stea (Y).** În acest montaj, sfîrşitul fazelor *X*, *Y*, *Z* se leagă într-un singur punct, numit *punct nul* sau *neutru* (fig. 2.5). Generatorul trifazat se leagă cu receptorii de energie prin 3 sau 4 conductori. Trei dintre ei, denumiţi *conductori de linie*, se leagă la bornele *A*, *B*, *C*, iar al patrulea (cel neutru) se leagă la nul. Dacă cei trei receptori sînt identici, sistemul trifazat receptor este *echilibrat*. În acest caz, valorile maxime ale intensităţii curenţilor pe linie sînt egale şi, după cum se observă în figura 2.7, suma fazorilor

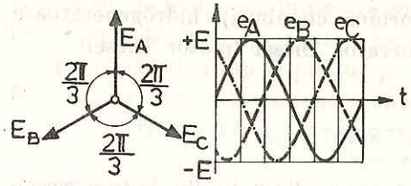


Fig. 2.4. Diagrama fazorială a t.e.m. a generatorului trifazat.

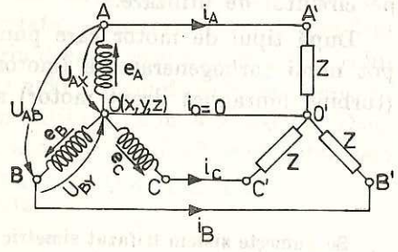


Fig. 2.5. Montaj în stea generator-consumator, cu fir de nul.

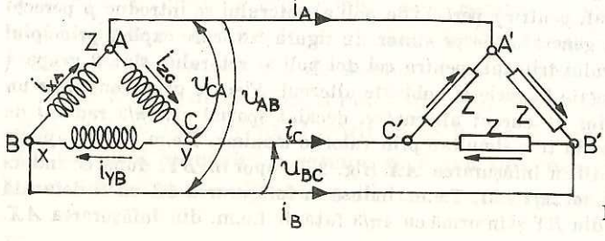


Fig. 2.6. Montaj în triunghi.

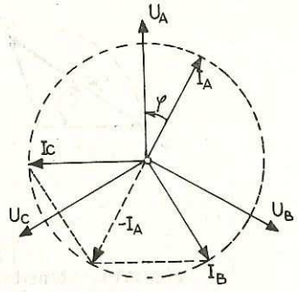


Fig. 2.7. Diagrama fazorială a tensiunilor şi intensităţilor curenţilor pentru sistemul trifazat echilibrat.

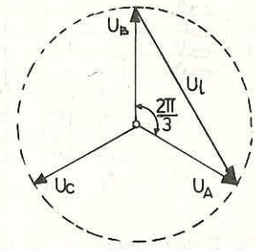


Fig. 2.8. Tensiunea de linie.

lor este nulă. Pentru sistemul trifazat echilibrat conductorul de nul poate lipsi. Denumirea de conductor de nul provine din faptul că borna de nul a generatorului se leagă, de cele mai multe ori, la pămînt.

Tensiunile dintre începutul fazelor *A*, *B*, *C* şi punctul de nul se numesc *tensiuni de fază* u_f (cu valoarea efectivă U_f). Valorile efective ale tensiunilor pe cele trei faze sînt egale; $U_{AX} = U_{BY} = U_{CZ} = U_f$. Tensiunile între conductorii de linie se numesc *tensiuni de linie* u_l (cu valoarea efectivă U_l). Din figura 2.5 se observă: $u_l = u_{AB} = u_{AX} + u_{YB} = u_{AX} - u_{BY} = U_f\sqrt{2}\sin\omega t - U_f\sqrt{2}\sin(\omega t - 2\pi/3)$. Din figura 2.8 se observă că $U_l^2 = U_f^2 + U_f^2 - 2U_f^2\cos 2\pi/3 = 2U_f^2 + 2U_f^2\cos\pi/3 = 3U_f^2$, adică $U_l = \sqrt{3}\,U_f$. Intensitatea de linie I_l este egală cu intensitatea de fază I_f (fig. 2.5). Deci, pentru reţeaua trifazată în stea:

$$U_l = \sqrt{3}\,U_f, \quad I_l = I_f.$$

Sistemul trifazat în stea cu conductor de nul se foloseşte mai ales la iluminatul interior (fig. 2.9).

2.3.2. **Montaj în triunghi** (Δ). Pentru acest montaj se leagă borna care reprezintă sfîrşitul unei faze cu borna începutului fazei următoare, adică *X* cu *B*, *Y* cu *C* şi *Z* cu *A* (fig. 2.6). Numărul conductorilor de legătură se reduce la 3. În figura 2.6 se observă că tensiunea de linie este egală cu tensiunea de fază $U_l = U_f$. Potrivit teoremei *I* a lui Kirchhoff, la unul din nodurile montajului în triunghi, intensitatea curentului de linie este egală cu suma algebrică a intensităţilor a doi curenţi de fază:

$$i_l = i_{BA} - i_{AC} = i_{XA} - i_{ZC} = I_f\sqrt{2}\sin(\omega t - \varphi) - I_f\sqrt{2}\sin\left(\omega t - \varphi + \frac{2\pi}{3}\right).$$

Din figura 2.10 rezultă $I_l = \sqrt{3}\,I_f$.

La montajul în triunghi tensiunea de linie este egală cu tensiunea de fază $U_l = U_f$, iar intensitatea curentului de linie este egală cu intensitatea curentului de fază, înmulţită cu $\sqrt{3}$:

$$U_l = U_f, \quad I_l = \sqrt{3}\,I_f.$$

2.3.3. **Puterea în curent trifazat** se exprimă prin tensiunea şi intensitatea de linie, singurele mărimi care sînt întotdeauna accesibile măsurării la consumator. Fiind 3 surse, de tensiuni de fază U_f şi de intensităţi de fază I_f, puterea generatorului trifazat în cazul reţelei echilibrate este $P = 3\,U_f I_f \cos\varphi$, unde φ este defazajul dintre tensiune şi intensi-

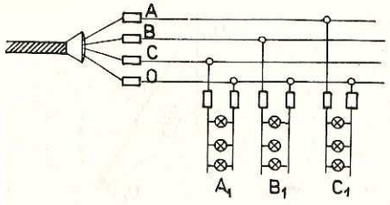


Fig. 2.9. Reţea trifazată cu fir de nul pentru iluminatul interior.

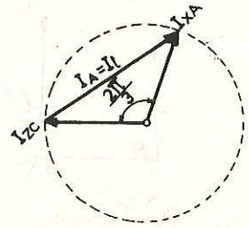


Fig. 2.10. Intensitatea curentului de linie.

tate. Pentru a exprima puterea sistemului trifazat prin tensiunea de linie şi intensitatea curentului de linie, observăm că oricum ar fi legate fazele generatorului, în Y sau $\triangle$, avem $U_f I_f = U_l I_l / \sqrt{3}$; deci

puterile unui circuit trifazat
$$\begin{cases} P = \sqrt{3}\, U_l I_l \cos\varphi & \text{— puterea activă} \\ P_r = \sqrt{3}\, U_l I_l \sin\varphi & \text{— puterea reactivă} \\ S = \sqrt{3}\, U_l I_l & \text{— puterea aparentă.} \end{cases}$$

Experiment. Se poate arăta modul cum variază t.e.m. şi intensităţile curenţilor produşi de acestea în cazul unui generator trifazat folosind modelul de alternator „Didactica" şi trei galvanometre cu zero-ul la mijlocul scalei, conectate la fiecare fază. Modelul se deosebeşte de alternatoarele trifazate din practică numai prin rotor, care este un magnet-disc şi nu un electromagnet. Se roteşte lent şi uniform rotorul-magnet şi se urmăresc indicaţiile celor trei galvanometre, verificîndu-se astfel că variaţiile cu timpul ale celor trei tensiuni au loc după cum se arată în figura 2.4.

Problemă rezolvată

Se consideră sistemul de bobine statorice legate în stea, ale unui alternator trifazat (fig. 2.11). Fiecare bobină produce în centrul de simetrie O al sistemului un cîmp magnetic avînd inducţia $B_0 = 5 \cdot 10^{-2}$T, orientată de-a lungul axului ei, cînd este parcursă de un curent continuu de intensitate $I_0 = 10$ A. Să se calculeze inducţia magnetică în O cînd cele trei bobine sînt alimentate de la o reţea trifazată, valorile efective ale sistemului trifazat de curent fiind $I = 10$ A, iar pulsaţia $\omega = 314$ rad/s.

Rezolvare. Inducţiile magnetice create de sistemul trifazat de curenţi sînt $B_1 = B_m \sin \omega t$, $B_2 = B_m \sin(\omega t - 2\pi/3)$ şi $B_3 = B_m \sin(\omega t + 2\pi/3)$. Din relaţiile $B_m = B\sqrt{2}$, $B = \mu_0 \frac{N}{l} I$ şi $B_0 = \mu_0 \frac{N}{l} I_0$ se obţine $B_m = B_0 \frac{I}{I_0}\sqrt{2}$.

Inducţia cîmpului magnetic rezultant este $\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \vec{B}_3$, iar componentele sale pe semiaxele pozitive Ox şi Oy sînt B_x şi B_y; ($\vec{B}_1$, $\vec{B}_2$, $\vec{B}_3$ au direcţiile fixe AX, BY şi CZ (fig. 2.12).

$$B_x = B_1 - (B_2 + B_3)\cos\pi/3 = \frac{3}{2} B_0 \frac{I}{I_0}\sqrt{2}\sin\omega t \text{ şi}$$

$$B_y = (B_2 - B_3)\cos\pi/6 = -\frac{3}{2} B_0 \frac{I}{I_0}\sqrt{2}\cos\omega t.$$

Modulul vectorului inducţiei magnetice rezultante este constant

$$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} = \frac{3}{2} B_0 \frac{I}{I_0}\sqrt{2} = 0{,}106 \text{ T}.$$

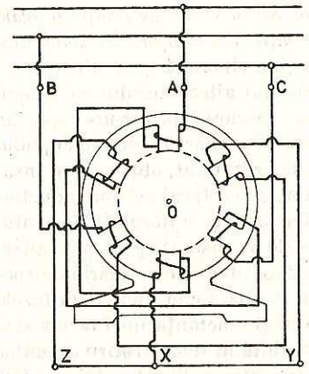


Fig. 2.11. Alternator trifazat cu 3 perechi de bobine statorice legate în stea prin conductorul ZXY.

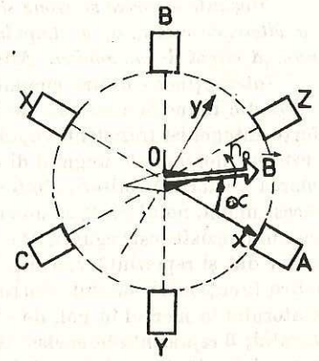


Fig. 2.12. Formarea cîmpului magnetic învîrtitor. În centrul dispozitivului se află un ac magnetic. (Comparativ cu figura 2.11, axa bobinelor statorice este decalată cu 120°).

Unghiul α faţă de semiaxa Ox este dat de relaţia $\operatorname{tg}\alpha = \frac{B_y}{B_x} = -\operatorname{ctg}\omega t$, de unde $\operatorname{tg}\alpha = \operatorname{tg}\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$ sau $\alpha = \omega t - \frac{\pi}{2}$.

Deci, vectorul inducţiei magnetice rezultante are o valoare constantă egală cu 3/2 din amplitudinea inducţiilor componente, $B = \frac{3}{2} B_m$ şi se roteşte cu turaţia $n_0 = \omega/2\pi = 50$ rot/s, în sensul succesiunii fazelor, adică în sensul trigonometric; n_0 se numeşte viteză de sincronism.

Cîmpul magnetic învîrtitor trifazat stă la baza principiului de funcţionare a motoarelor de curent alternativ (motorul sincron şi motorul asincron).

Experiment. Se conectează bornele alternatorului trifazat din trusa de maşini electrice Didactica la bornele aparatului pentru realizarea cîmpului magnetic învîrtitor. Rotind lent şi uniform, cu ajutorul unei roţi de antrenare, rotorul alternatorului, se observă apariţia unui cîmp magnetic învîrtitor, pus în evidenţă de rotaţia unui ac magnetic montat în centrul aparatului.

Acest experiment permite explicarea principiului de funcţionare a motorului de curent alternativ, numit motor sincron, subiect tratat în paragraful ce urmează.

2.4. REVERSIBILITATEA MAŞINII SINCRONE. MOTORUL SINCRON

Curenţii trifazaţi induşi în înfăşurarea trifazată a statorului unui alternator produc la rîndul lor un cîmp magnetic învîrtitor, numit „de reacţie", la acţiunea cîmpului magnetic învîrtitor inductor al rotorului. Atît cîmpul învîrtitor inductor cît şi cel de reacţie au aceeaşi viteză $n = \frac{60\nu}{p} = n_0$ şi sens de rotaţie, adică sînt sincrone.

Mașinile electrice sincrone sînt caracterizate prin faptul că au viteza de rotație n *egală cu viteza de rotație* n_0 *a cîmpului învîrtitor produs de curenții din înfășurările statorului, numită viteză de sincronism.* Alternatorul este, deci, o mașină sincronă generatoare.

Interacțiunea dintre cîmpul magnetic rotitor al statorului alternatorului cu cîmpul magnetic inductor este caracterizată, din punct de vedere mecanic, printr-un cuplu de forțe antagonist (rezistent) cuplului motor exercitat de motorul primar. Momentul cuplului rezistent depinde de unghiul dintre vectorul cîmpului rotitor rezultant, obținut din însumarea vectorilor rotitori, cîmp de reacție și cîmp inductor, și vectorul rotitor inductor. Acest unghi, notat cu θ, se numește unghi de defazare internă a generatorului. Momentul cuplului rezistiv este egal cu $M = M_{max} \sin \theta$, unde M_{max} este o constantă pentru un alternator dat și reprezintă valoarea maximă a momentului. M_{max} depinde de mărimile specifice funcționării mașinii sincrone: tensiunea trifazată la borne, t.e.m. indusă în fazele statorului la mersul în gol, de viteza unghiulară a rotorului și reactanța unei faze a statorului; θ reprezintă în același timp unghiul de decalare înainte în sensul rotirii a polilor rotorului față de polii cîmpului rezultant. Forțele ce se nasc între polii rotorului și cei ai statorului explică apariția cuplului rezistent în cazul generatorului (fig. 2.13, *a*).

Dacă sarcina (intensitatea curentului debitat) se micșorează treptat pînă la mersul în gol, unghiul θ se micșorează treptat pînă cînd polii rotorului și polii statorului ajung pe aceeași axă și nu se mai produc forțe între poli, deci, dispare cuplul rezistent (fig. 2.13, *b*). Generatorul nu mai debitează curent la rețea, iar de la motorul primar primește numai puterea necesară pentru acoperirea pierderilor la mersul în gol datorită frecărilor în lagăre și cu aerul.

Mașina sincronă este reversibilă. Pentru ca ea să funcționeze ca motor, înfășurarea trifazată statorică se conectează la rețeaua de alimentare trifazată. Cîmpul rotitor produs de rotor rămîne în urma cîmpului rotitor produs de curenții trifazați din stator, însă acesta continuă să se rotească cu viteza de sincronism $n = n_0$. Polii rotorului sînt decalați *în urma* polilor statorului cu unghiul θ, numit unghi de defazare internă a motorului (fig. 2.13, *c*).

Forțele ce apar între polii statorului și cei ai rotorului produc un cuplu motor, iar mașina funcționează în regim de motor, convertind energia electrică în energie mecanică. Momentul cuplului motor are aceeași expresie ca la generatorul sincron, $M = M_{max} \sin \theta$, dar de sens contrar.

În cazul în care condiția de sincronism nu este îndeplinită, electromotorul nu funcționează. Pentru a pune în funcțiune un motor sincron, rotorul trebuie adus la viteza de sincronism cu ajutorul unui motor auxiliar de putere mică, cuplat pe același ax; după „prinderea" în sincronism a motorului sincron, motorul auxiliar este scos din funcțiune; apoi se conectează statorul la rețea și se încarcă motorul cu o sarcină mecanică.

Conform figurii 2.14, cînd $\theta = 0$, momentul cuplului motor este zero, $M = 0$, motorul merge în gol; cînd $\theta = \pi/2$, $M = M_{max}$, iar cînd $\theta > \pi/2$, $M < 0$ și motorul „se desprinde", adică iese din sincronism și absoarbe de la rețea un curent de intensitate foarte mare.

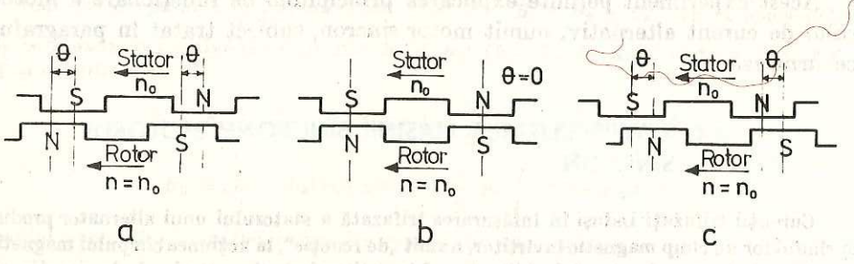


Fig. 2.13. Decalajul polilor cîmpurilor învîrtitoare la mașina sincronă: *a)* la generator; *b)* la mersul în gol; *c)* la motor.

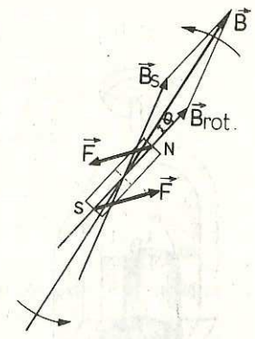


Fig. 2.14. Interacțiunea între cîmpurile motorului sincron.

Prin însumarea $\vec{B}_s + \vec{B}_{rot} = \vec{B}$ se obține vectorul rotitor inducție magnetică rezultant. Unghiul θ între $\vec{B}$ și $\vec{B}_{rot}$ este unghiul de defazaj intern al motorului; indică faptul că rotorul rămîne în urma lui B, însă continuă să se rotească cu viteza de sincronism $n = n_0$.

Motoarele sincrone normale sînt construite astfel încît cuplul nominal să fie mai mic decît cuplul de moment maxim, $M_n < M_{max}$.

Motoarele sincrone se folosesc pentru puteri mai mari de 100 kW, în locul motoarelor asincrone, deoarece, deși au construcție mai complicată, au avantajul că pot funcționa cu un factor de putere $\cos \varphi = 1$ sau chiar capacitiv, compensînd astfel energia reactivă consumată de alți receptori din rețea.

În țara noastră se execută o varietate mare de mașini sincrone și anume:

— generatoare pentru centrale electrice pînă la 330 MW;
— generatoare pentru grupuri electrogeneratoare de la 4 kVA la 300 kVA;
— motoare sincrone de la 200 kW la 1600 kW.

2.5. MAȘINA ELECTRICĂ ASINCRONĂ. MOTORUL ASINCRON

Mașina asincronă este o mașină electrică rotativă de curent alternativ, formată dintr-un *stator* și un *rotor* (în construcție normală statorul fiind inductor și rotorul indus). Turația rotorului nu se află într-un raport constant cu frecvența tensiunii rețelei de alimentare a mașinii, variind o dată cu schimbarea regimului de funcționare sau cu variația gradului de încărcare a mașinii.

Mașina asincronă poate funcționa stabil în trei regimuri distincte: de *motor*, de *generator* și de *frînă electromagnetică*. În regim de frînă, mașina asincronă primește putere mecanică la arbore și putere electrică de la o rețea trifazată, pe care le transformă în căldură, dezvoltînd și un cuplu necesar frînării unui mecanism. În cele ce urmează, se va analiza regimul de motor asincron, regim în care mașina asincronă funcționează în mod curent.

Motorul asincron este un motor de curent alternativ a cărui funcționare se bazează pe existența forței de interacțiune electromagnetică dintre *cîmpul magnetic învîrtitor* produs de înfășurarea statorului și *curenții induși* de acest cîmp în conductoarele rotorului.

Acțiunea pe care o are un cîmp magnetic învîrtitor asupra conductorilor parcurși de curenții induși de acest cîmp se poate urmări în următorul experiment.

Experiment. Între piesele polare N și S ale unui magnet vertical M, care se poate roti, se așază un tub de cupru T (fig. 2.15). Tubul se sprijină pe un ac al unui stativ din material neferomagnetic s. Pentru ca tubul să se poată roti liber și fără pendulări în jurul acului vertical, acesta intră într-o mică adîncitură l a capacului superior al tubului. Cu ajutorul unei roți de antrenare se rotește uniform magnetul. Se observă că tubul începe să se rotească și el *în același sens cu magnetul*, dar *cu o viteză mai mică* decît acesta.

Prin rotirea magnetului, cîmpul magnetic rotitor care apare induce în peretele lateral al tubului conductor curenți de inducție al căror sens va fi astfel încît tubul să se opună, conform legii Lenz, mișcării magnetului permanent. Deci în fața polilor nord și sud ai

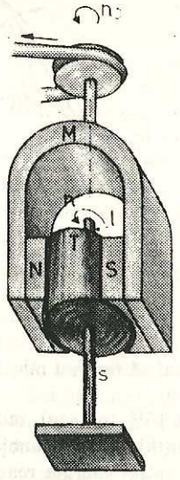


Fig. 2.15. Principiul de funcţionare a motorului asincron.

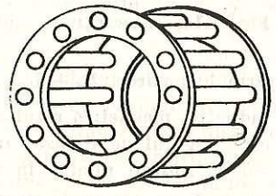


Fig. 2.16. Rotorul în scurtcircuit tip *colivie de veveriţă* al motorului asincron.

magnetului se vor găsi, respectiv, polii sud şi nord produşi de curenţii induşi în peretele tubului conductor. Cuplul exercitat de magnet prin intermediul cîmpului său magnetic asupra tubului va avea un moment cu atît mai mare cu cît viteza unghiulară relativă a magnetului faţă de tub $2\pi(n_0-n)$ va fi mai mare.

Partea imobilă a motorului asincron, *statorul*, cuprinde miezul feromagnetic, de forma unui cilindru gol, executat din tole de oţel electrotehnic de 0,5 sau 1 mm grosime. La periferia interioară a miezului feromagnetic sînt practicate crestături paralele cu axul, uniform distribuite, în care este introdusă o înfăşurare trifazată legată în stea sau în triunghi.

Rotorul, partea mobilă, se compune dintr-un miez feromagnetic de formă cilindrică, pe periferia şi în lungul căruia sînt practicate crestături. În ele se află conductoare de cupru, avînd capetele unite prin inele metalice, formînd un rotor în scurtcircuit numit *colivie de veveriţă* (fig. 2.16). Cîmpul învîrtitor produs de stator induce în conductoarele rotorului curenţi electrici. Curenţii induşi vor da naştere unui cîmp magnetic *de reacţie* învîrtitor avînd o viteză de rotaţie independentă de viteza rotorului, egală şi de acelaşi sens cu viteza de sincronism n_0, adică cu viteza cîmpului statoric (inductor). Cîmpul magnetic învîrtitor de reacţie este decalat în urma cîmpului învîrtitor inductor cu $\alpha \in (0, \pi)$.

Interacţiunea dintre curentul din conductorii rotorului şi cîmpul magnetic învîrtitor statoric va da naştere unui cuplu de forţe care va roti rotorul în sensul de rotaţie a cîmpului învîrtitor. Deci, în regim de motor, maşina asincronă preia puterea electrică P_1 de la reţeaua de alimentare, pe care o transformă prin intermediul cîmpului magnetic învîrtitor în putere mecanică P cedată pe la arbore (fig. 2.17).

Aplicaţie. Un motor asincron trifazat are următoarele caracteristici nominale: $P = 30$ kW, $U = 380$ V, $\cos\varphi = 0{,}8$, $\eta = 0{,}9$. Să se calculeze intensitatea curentului absorbit de la reţea şi intensitatea curentului de fază.

Rezolvare. Din relaţiile puterii absorbite de la reţea $P_1 = \sqrt{3}\, U_l I_l \cos\varphi$ şi randamentului $\eta = P/P_1$ se obţine $I_l = 24\,057/U_l$. Dacă reţeaua este de 220 V, motorul funcţionează cu înfăşurările statorului legate în triunghi şi $I_l = 109{,}4$ A, iar $I_f = 63{,}2$ A. Dacă reţeaua este de 380 V, motorul funcţionează cu înfăşurările statorului legate în stea şi $I_l = I_f = 63{,}2$ A.

Viteza de rotaţie a rotorului este întotdeauna mai mică decît viteza de rotaţie a cîmpului învîrtitor statoric.

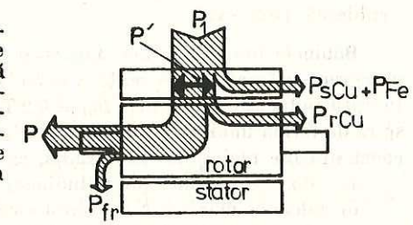


Fig. 2.17. Bilanţul puterilor active pentru motorul asincron. P_{Cu} şi P_{Fe} reprezintă puterile echivalente pierderilor prin disipare de căldură în înfăşurări datorită efectului Joule şi — respectiv — curenţi turbionari în miezurile feromagnetice, iar P_{fr} — puterea echivalentă pierderilor mecanice datorită frecărilor în lagăre şi pierderile date de ventilatorul cuplat la arbore.

Într-adevăr, dacă $n = n_0$, viteza de rotaţie relativă a cîmpului învîrtitor *rezultant* în raport cu rotorul (dată de diferenţa $n_0 - n$) ar fi nulă, liniile cîmpului magnetic rezultant nu ar mai tăia conductoarele statorului, t.e.m. induse ar fi nule şi, ca urmare, şi curenţii rotorici ar fi nuli, şi rotorul ar începe să se frîneze. Deci, motorul asincron nu poate atinge viteza de sincronism (de aici şi denumirea de motor asincron). Maşina asincronă funcţionează în regim de motor pentru viteze de rotaţie ale rotorului $n \in (0, n_0)$. Dacă, datorită creşterii sarcinii, viteza de rotaţie a rotorului scade, va creşte viteza cîmpului rotitor rezultant faţă de rotor, deci creşte intensitatea curenţilor induşi în rotor, ceea ce are ca urmare creşterea vitezei rotorului pînă la valoarea vitezei de regim. Creşterea intensităţii curenţilor induşi în rotor duce la o creştere a puterii P' provenită din stator, ceea ce atrage după sine o creştere a puterii absorbite P_1 de la reţeaua de alimentare. De aceea, la pornire, motoarele asincrone cu rotorul în scurtcircuit absorb un curent de intensitate mare de la reţea (de trei pînă la şapte ori intensitatea curentului de regim, adică intensitatea curentului de funcţionare normală). În figura 2.17 este prezentat bilanţul puterilor active în motorul asincron. Deoarece are o construcţie simplă, porneşte singur din repaus şi nu are contacte prin perii care să producă scîntei, motorul asincron cu rotorul în scurtcircuit are o foarte largă întrebuinţare la acţionarea maşinilor unelte. Realizarea motorului asincron se face şi în vederea funcţionării în condiţii speciale, şi anume, funcţionarea în aer liber, în medii acide sau alcaline, pentru climat tropical şi medii explozive.

Aplicaţie. Un motor asincron trifazat cu $p = 2$ perechi de poli (adică cu 2 perechi de bobine inductoare pentru fiecare fază a înfăşurării trifazate a statorului) este alimentat cu un curent trifazat cu frecvenţa $\nu = 50$ Hz. Cunoscînd viteza de rotaţie (turaţia) cîmpului magnetic rotitor faţă de rotor, $n_2 = 60$ rot/min, să se calculeze turaţia rotorului şi frecvenţa curenţilor induşi în spirele înfăşurării rotorului.

Rezolvare. Turaţia de sincronism este $n_0 = 60\,\nu/p = 1\,500$ rot/min. Din relaţia $n_2 = n_0 - n$ rezultă $n = n_0 - n_2 = 1\,500 - 60 = 1\,440$ rot/min.

Frecvenţa t.e.m. induse în rotor (deci şi a curenţilor induşi în rotor) depinde de turaţia relativă între cîmpul învîrtitor şi spirele înfăşurării rotorului şi deci va fi:

$$\nu_2 = \frac{n_0 p}{60} - \frac{np}{60} = \frac{n_2 p}{60}$$

(n_0 şi n fiind date în rot/min, aşa cum se obişnuieşte în mod curent).

Rezultă pentru frecvenţa curenţilor rotorici $\nu_2 = \dfrac{60 \cdot 2}{60} = 2$ Hz.

Observaţie. Turaţia de sarcină nominală, după cum se observă şi în aplicaţia de mai sus, este apropiată de viteza de sincronism.

Discuţie. Dacă se aplică la arbore un cuplu motor, turaţia rotorului creşte peste valoarea de sincronism, $n > n_0$, astfel încît în rotor se induc curenţi care produc un cuplu rezistent, *egal dar de sens opus cuplului motor*; maşina asincronă funcţionează în acest caz ca generator, transformînd lucrul mecanic în energie electrică.

Concluzie: pentru regimul de motor, la maşina asincronă $n < n_0$; pentru regimul de generator $n > n_0$.

Problemă rezolvată

Bobinele inductoare ale statorului unui motor asincron ($p = 1$) sînt alimentate cu un curent trifazat de frecvenţă $\nu = 50$ Hz asigurînd fiecare un cîmp magnetic cu amplitudinea inducţiei magnetice $B_m = 0{,}2$ T. Presupunînd că pe rotor se găseşte o singură spiră de forma unui pătrat cu latura $a = 0{,}1$ m şi ştiind că rotorul are viteza unghiulară constantă (de regim) $\omega = 300$ rad/s, să se determine:

a) valoarea maximă (amplitudinea) a fluxului magnetic care traversează spira;

b) valoarea maximă a tensiunii electromotoare induse în spira rotorului;

c) valoarea maximă a intensităţii curentului indus;

d) valoarea maximă a momentului forţelor electromagnetice care acţionează asupra spirei, în regim de funcţionare;

e) puterea activă disipată în spiră;

f) valoarea vitezei unghiulare ω_r pentru care energia disipată în spira rotorului în cursul unei rotaţii complete a cîmpului rotitor faţă de planul spirei este maximă. Se dau inductanţa spirei $L = 5$ mH şi rezistenţa acesteia $R = 0{,}1\ \Omega$.

(Olimpiada de Fizică. Proba de baraj, 1979.)

Rezolvare. a) $\Phi_m = B \cdot A$, unde $B = \frac{3}{2} \cdot B_m$, iar aria spirei $A = a^2$.

Rezultă $\Phi_m = \frac{3}{2} B_m a^2 = 3 \cdot 10^{-3}$ Wb.

b) Unghiul θ format de direcţia cîmpului magnetic rotitor cu normala la spiră variază în timp conform relaţiei:

$$\theta(t) = (\omega_0 - \omega)t + \theta_0,$$

astfel încît:

$$\Phi = \Phi_m \cos[(\omega_0 - \omega)t + \theta_0].$$

Rezultă:

$$e = \Phi_m(\omega_0 - \omega) \cos[(\omega_0 - \omega)t + \theta_0 - \pi/2], \text{ de unde}$$

$$E_m = \Phi_m(\omega_0 - \omega).$$

Se obţine: $E_m = 3 \cdot 10^{-3}(314{,}16 - 300) = 4{,}248 \cdot 10^{-2}$ V.

c) $I_m = \dfrac{E_m}{\sqrt{L^2(\omega_0 - \omega_r)^2 + R^2}} = \dfrac{4{,}248 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{25 \cdot 10^{-6} \cdot 14{,}16^2 + 10^{-2}}} = 0{,}346$ A.

d) $M_{max} = F_{max} \cdot a = BI_m a \cdot a = \Phi_m I_m = 3 \cdot 10^{-3} \cdot 0{,}346 = 1{,}038 \cdot 10^{-3}$ N · m.

e) $P = U \cdot I \cdot \cos\varphi = \dfrac{E_m I_m}{2} \dfrac{R}{\sqrt{L^2(\omega_0 - \omega)^2 + R^2}} = \dfrac{4{,}248 \cdot 10^{-2} \cdot 0{,}346}{2} =$

$$= \frac{0{,}1}{1{,}5 \cdot 0{,}1} = 5{,}98 \text{ mW}.$$

f) $W = P \cdot T = \dfrac{\Phi_m^2 R}{2} \dfrac{(\omega_0 - \omega)^2}{L^2(\omega_0 - \omega)^2 + R^2} \dfrac{2\pi}{\omega_0 - \omega} =$

$$= \pi\Phi_m^2 R \frac{1}{L^2(\omega_0 - \omega) + \dfrac{R^2}{\omega_0 - \omega}} = \frac{\pi\Phi_m^2 R}{\left[L\sqrt{\omega_0 - \omega} - \dfrac{R}{\sqrt{\omega_0 - \omega}}\right]^2 + 2RL},$$

deci, pentru ca W să fie maxim, este necesar ca

$$\omega_0 - \omega = \frac{R}{L} = \frac{0{,}1}{5 \cdot 10^{-3}} = 20 \text{ rad/s şi } \omega = \omega_0 - 20 = 294 \text{ rad/s}.$$

2.6. MAŞINI DE CURENT CONTINUU

Principiul de funcţionare a generatorului de curent continuu. Cel mai simplu generator de curent continuu se obţine folosind o spiră care se roteşte într-un cîmp $\vec{B}$ dar avînd în locul celor două inele metalice un singur inel, secţionat în două jumătăţi, L_1 şi L_2, izolate una de alta şi de ax. Jumătăţile de inel se numesc lamele colectoare, iar împreună alcătuiesc un *colector*. O lamelă este legată la un capăt al spirei, iar cealaltă lamelă, la celălalt capăt al spirei. Pe lamelă apasă cîte o *perie* (P_1 şi P_2) care se conectează la capetele rezistorului R din circuitul exterior (fig. 2.18).

Curentul circulă *în spiră* într-un sens într-o jumătate de rotaţie, $\alpha \in (0, \pi)$ şi în sens contrar în a doua jumătate, $\alpha \in (\pi, 2\pi)$, schimbarea sensului curentului avînd loc cînd spira trece prin poziţiile în care este străbătută de fluxul magnetic de valori extreme, $+\Phi_m$ şi $-\Phi_m$. Cînd are loc trecerea prin aceste poziţii, se schimbă sensul curentului din spiră şi poziţia lamelelor colectorului în raport cu periile. De aceea, tot timpul, peria P_1 constituie borna pozitivă (+), în timp ce P_2 este borna negativă (—) a generatorului.

Prin intermediul colectorului t.e.m. alternativă şi intensitatea curentului alternativ indus în spiră se modifică în aşa fel încît variaţia lor periodică este în acelaşi sens, variaţie numită *pulsatorie* (fig. 2.18, *b*). Aşadar, în acest caz, t.e.m. măsurată la borne cînd circuitul exterior este deschis şi intensitatea curentului unidirecţional (sau continuu) prin circuitul exterior reprezintă mărimi pulsatorii. Procesul de modificare prin intermediul colectorului a t.e.m. şi a intensităţii curentului alternativ, induse în spira care se roteşte uniform într-un cîmp magnetic uniform, în mărimi pulsatorii se numeşte *redresare* pe cale mecanică. Colectorul generatorului de curent continuu reprezintă, deci, un redresor mecanic. Pentru a se obţine în circuitul exterior un curent continuu cu variaţii mai reduse ale intensităţii, în locul unei singure spire se pot folosi două spire plane separate (fig. 2.19), care fac între ele unghiuri

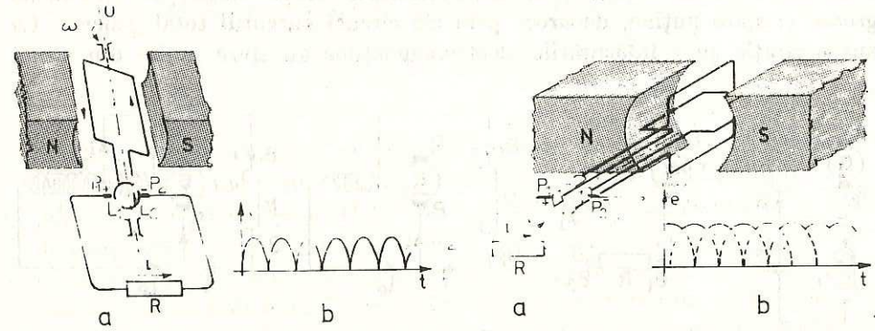


Fig. 2.18. Intensitatea curentului indus într-un generator de curent continuu cu o singură spiră.

Fig. 2.19. Intensitatea curentului indus într-un generator cu două spire, care fac între ele unghiuri de 90°.

de 90°, colectorul fiind prevăzut cu patru lamele metalice. T.e.m. induse în cele două spire la o rotație completă, e_1 și e_2, vor fi defazate între ele cu $\pi/2$ rad sau, în timp, cu un sfert de perioadă, $T/4$. Din figura 2.19, *b* se observă că t.e.m., *e*, variază mai puțin decît fiecare dintre componente, valoarea minimă pentru *e* nemaifiind nulă.

2.6.1. **Construcția și funcționarea mașinilor de curent continuu.** Mașina de curent continuu are trei părți principale: inductor, indus și colector. Spre deosebire de mașinile de c.a., la mașinile de c.c. *statorul* este *inductor*, iar *rotorul* este *indus*. Explicația constă în faptul că la generatoare, pentru obținerea curentului continuu în circuitul exterior din curentul alternativ, este necesar ca înfășurarea indusului să aibă capetele legate la lamelele colectorului, care își îndeplinește rolul de redresor mecanic, rotindu-se în raport cu periile. Generatorul de c.c. se mai denumește și dinam.

Inductorul (statorul) este alcătuit dintr-o carcasă din fontă, oțel turnat sau tole de oțel electrotehnic, pe care se fixează una sau mai multe perechi *p* de poli. Polii sînt formați din electromagneți, prin bobinele cărora trece curentul continuu de excitație, sensurile de înfășurare a bobinelor fiind astfel încît polii nord alternează succesiv cu polii sud. Inductorul produce fluxul magnetic inductor. Excitația inductorului poate fi de două feluri: *excitație independentă*, cînd curentul de excitație este furnizat de o sursă separată de curent (fig. 2.20, *a*) sau *excitație proprie (autoexcitație)*, cînd curentul de excitație este furnizat de generatorul însuși (fig. 2.20, *b*, *c*, *d*). Sînt trei sisteme (tipuri) de excitație proprie: *în serie*, la care bobinajul de excitație legat în serie cu indusul este parcurs de curentul de sarcină al generatorului (fig. 2.20, *b*); *în derivație* sau *șunt*, cînd circuitul de excitație este legat în paralel cu indusul (fig. 2.20, *c*), deci numai o mică parte din curentul generat în indus parcurge înfășurarea de excitație; *mixtă* sau *compound*, cînd circuitul de excitație este alcătuit dintr-o înfășurare derivație alimentată de la perii și o înfășurare serie parcursă de curentul de sarcină (fig. 2.20, *d*). Dinamul cu autoexcitație serie are înfășurările electromagneților din sîrmă groasă și spire puține, deoarece prin ele circulă curentul total generat. La autoexcitație șunt înfășurările electromagneților au spire multe din sîrmă

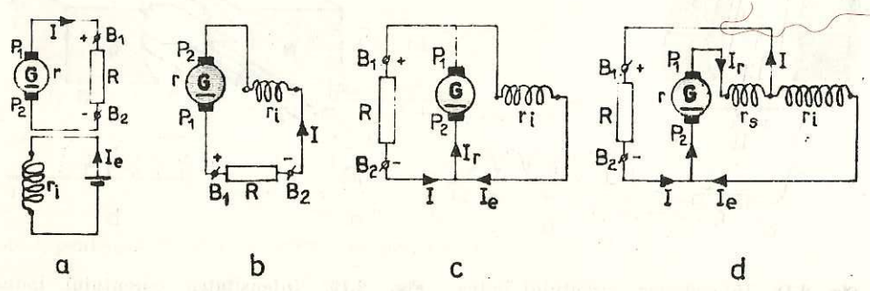


Fig. 2.20. Schemele generatoarelor de curent continuu: *a)* cu excitație separată: *b)* cu excitație serie; *c)* cu excitație derivație; *d)* cu excitație mixtă.

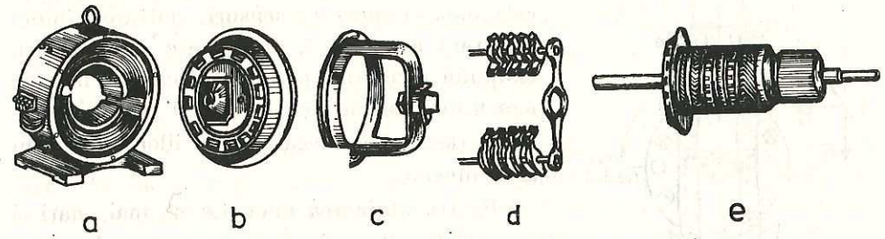


Fig. 2.21. Părțile principale ale mașinii de curent continuu.

subțire, ca să circule prin acestea curenți de intensitate mică. De o parte și de alta a carcasei (fig. 2.21, *a*) sînt fixate scuturile (capacele) (fig. 2.21, *b*, *c*) avînd în centru *lagărele*. De lagăre ori de carcasă se fixează *portperiile* (2.21, *d*) așezate pe o piesă de susținere comună. Portperiile susțin și apasă periile (în general din grafit) pe lamelele colectorului (2.21, *e*).

Indusul (rotorul) are forma unui cilindru făcut din tole subțiri de oțel electrotehnic de 0,5 mm, izolate între ele, pentru a împiedica formarea curenților turbionari, dispuse perpendicular pe arborele mașinii. Pe suprafața cilindrului rotoric și în lungul lui se fac niște crestături în care se așază conductoarele care formează înfășurarea indusului. În aceste conductoare ia naștere t.e.m. indusă. Înfășurarea indusului este legată la lamelele colectorului. Arborele (axul) rotoric se execută din oțel și are rolul să transmită cuplul mecanic între rotor și capătul de arbore liber, în cazul motorului, și invers pentru generator. În cazul generatorului, rotorul este pus în mișcare de rotație de către un motor primar exterior, de exemplu un motor Diesel, o turbină sau chiar un motor electric.

Colectorul (fig. 2.21, *e*) se așază pe același ax cu rotorul. Are formă cilindrică și este alcătuit din lamele de cupru de secțiune trapezoidală, izolate între ele cu foi de mică și izolate față de piesele de strîngere. Pe lamele, diametral opuse, calcă periile. Extremitățile bobinelor înfășurării rotorice se lipesc la lamelele de colector cu cositor sau cu argint.

2.7. GENERATORUL DE CURENT CONTINUU

Bobinele de excitație ale polilor, parcurse de curentul de excitație de intensitate I_e, produc un cîmp magnetic ale cărui linii se închid prin carcasă, poli, întrefier și pachetul de tole al rotorului (fig. 2.22). Totalitatea liniilor de cîmp care trec de la un pol la indus formează fluxul magnetic inductor Φ al mașinii. Periile sînt astfel plasate pe colector încît curentul să treacă numai într-un anumit sens. La mersul în sarcină, indusul este parcurs de curentul rotoric de intensitate I_r producînd și el un cîmp magnetic denumit *cîmp de reacție*. Cîmpurile magnetice ale indusului și inductorului se compun într-un cîmp magnetic rezultant. În zonele în care cîmpul inductor are același sens cu cîmpul de reacție, cîmpul rezultant se intensifică, iar zonele în care

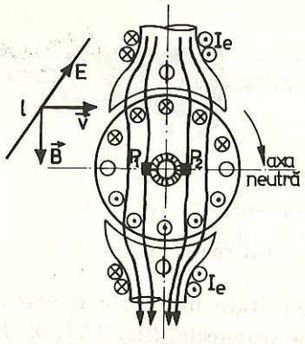


Fig. 2.22. Fluxul magnetic al mașinii de curent continuu și sensul t.e.m. induse, la funcționarea în gol.

cele două cîmpuri au sensuri contrare, cîmpul rezultant este slăbit. Ca urmare a deformării cîmpului rezultant, periile se decalează față de *axa neutră* geometrică în sensul rotației rotorului (la motor, decalarea periilor se face în sens invers).

Pentru obținerea unor t.e.m. mai mari și cu variații cît mai reduse, pe rotoarele dinamurilor folosite în practică se înfășoară mai multe bobine făcînd între ele unghiuri egale, colectorul fiind prevăzut cu un număr corespunzător de lamele. Astfel, folosind 16 bobine, variațiile tensiunii scad sub 1%, iar cu 30 de bobine, sub 0,1%, adică practic se obțin o tensiune la borne și un curent continuu constante. Dinamul transformă energia mecanică transmisă de motorul primar rotorului în energie electrică.

Tensiunea electromotoare E produsă de un generator de curent continuu (dinam) este proporțională cu numărul de spire N ale rotorului, cu valoarea Φ a fluxului magnetic inductor al mașinii și cu numărul de rotații pe secundă n (turația) ale rotorului:

$$E = KN\Phi n,$$

unde K este un coeficient care depinde de construcția mașinii. O parte din t.e.m. E acoperă căderile interioare de tensiune, iar restul ajunge la borne ca tensiune la borne U.

În cazul dinamului serie (fig. 2.20, *b*) tensiunea la borne, conform legii lui Ohm, va fi:

$$U = E - (r + r_i)\, I,$$

în care r este rezistența rotorului, r_i rezistența înfășurării electromagneților inductorului (înfășurarea de excitație), iar I este intensitatea curentului prin consumatorul R din circuitul exterior.

În cazul dinamului derivație (șunt) (fig. 2.20, *c*) tensiunea la borne va fi în același timp și tensiunea la perii; căderea de tensiune pe înfășurările inductorului este:

$$U = E - rI_r = r_i I_e,$$

unde s-a notat prin I_r intensitatea curentului din rotor și prin I_e intensitatea curentului de excitație.

Funcționarea generatoarelor de c.c. se bazează pe existența unui magnetism remanent datorită magnetizării inductorului din funcționările anterioare. La pornire $I_e = 0$, mașina produce o t.e.m. egală cu aproximativ 2—5% din t.e.m. nominală. Fluxul magnetic inductor crește îndată după pornire întrucît fie tot curentul indus, fie doar o parte a sa (după tipul de autoexcitație), străbate înfășurarea de excitație și produce un cîmp magnetic care, dacă are același sens cu cîmpul remanent, va da un cîmp rezultant mărit. În acest caz, t.e.m. a generatorului crește și, ca urmare, va crește și intensitatea curentului de excitație care mărește, la rîndul său, fluxul magnetic inductor și așa mai departe. Se ajunge astfel ca în scurt timp generatorul să funcționeze la parametrii nominali, adică să dea tensiunea și intensitatea curentului la valorile corespunzătoare funcționării normale a mașinii generatoare de c.c.

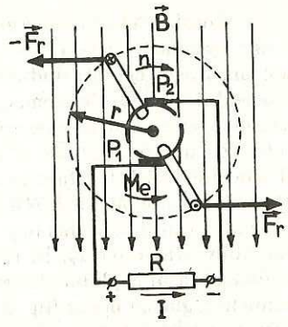


Fig. 2.23. Producerea cuplului rezistiv la generatoarele de curent continuu.

2.7.1. **Cuplul rezistiv și randamentul generatorului de curent continuu.** În prezența cîmpului magnetic produs de polii de excitație, rotorul mașinii este învîrtit de un motor primar, care cedează generatorului la capătul de arbore, o putere mecanică P_1 egală cu suma dintre puterea electromagnetică definită ca $P = EI_r$, puterea corespunzătoare frecărilor P_{fr} și puterea corespunzătoare pierderilor în fier P_{Fe}. La funcționarea în sarcină a generatorului, între curenții din conductorii rotorului și cîmpul inductor $\vec{B}$ apar forțe electromagnetice F_r, care creează un cuplu electromagnetic rezistent avînd momentul M_e; dar

$$P = 2F_r v = 2F_r \omega r = M_e \omega \text{ și}$$

$$P = EI_r = KN\Phi n I_r, \text{ deci}$$

$$M_e = P/\omega = P/2\pi n = K'N\Phi I_r \text{ (fig. 2.23),}$$

unde $\omega = 2\pi n$ este viteza unghiulară a rotorului, n turația lui, $K' = K/2\pi$.

Randamentul generatorului (dinamului) este egal cu raportul dintre puterea electrică generată la bornele sale $P_2 = UI$, adică cedată rețelei *(putere utilă)* și puterea P_1 a motorului care îl acționează *(putere consumată)*:

$$\eta = P_2/P_1 = UI/P_1.$$

Generatoarele de c.c. se folosesc în *instalațiile de electroliză*, ca *excitatoare* la generatoarele de c.a., pentru obținerea curentului necesar *sudurii prin arc electric*, *la autovehicule* etc.

2.8. REVERSIBILITATEA MAȘINILOR ELECTRICE DE CURENT CONTINUU. PRINCIPIUL DE FUNCȚIONARE ȘI MĂRIMILE CARACTERISTICE ALE MOTORULUI DE CURENT CONTINUU

Un generator de curent continuu alimentat de la o rețea de curent continuu se rotește, absoarbe energie electrică și efectuează lucru mecanic, devenind astfel motor de curent continuu. Se spune că *mașina de curent continuu este reversibilă.*

Considerăm că mașina electrică (fig. 2.24, *a*) funcționează ca generator: se rotește în sens trigonometric cu turația n și debitează în rețea curentul de intensitate I. T.e.m. indusă E are sensul, ca și curentul indus (rotoric), de la peria P_2 la P_1 și satisface ecuația $U = E - rI_r$. Momentul cuplului electromagnetic M_e avînd un sens invers sensului de rotație al rotorului, cuplul electromagnetic este rezistent. Dacă se reduce fie turația n, fie intensitatea curentului de excitație I_r, t.e.m. E devine inferioară tensiunii rețelei U, iar curentul prin rotor și prin circuitul de legătură cu rețeaua își schimbă sensul. Din expresia momentului cuplului electromagnetic $M_e = K'N\Phi I_r$ rezultă că momentul își schimbă sensul fie prin inversarea sensului liniilor de cîmp care produc fluxul inductor Φ, fie prin inversarea sensului curentului din rotor I_r. În cazul analizat, se schimbă sensul curentului rotoric, deci se schimbă sensul cuplului electromagnetic, care devine cuplu motor, și mașina funcționează acum în regim de motor (fig. 2.24, *b*). T.e.m. are tot sensul de la peria P_2 la peria P_1 deoarece nu s-a schimbat nici sensul de rotație, nici sensul fluxului, dar valoarea ei se calculează din ecuația $U = E_c + rI_r$. T.e.m. indusă devine, acum, tensiune contraelectromotoare E_c, denumită astfel pentru că are sens contrar tensiunii U de alimentare (fig. 2.25, *a*, *b*). Așadar, *tensiunea aplicată la bornele motorului trebuie să echilibreze căderea interioară de tensiune și tensiunea contraelectromotoare din rotor.*

La funcționarea în sarcină, motorul absoarbe o putere $P_1 = UI$, necesară producerii puterii electromagnetice $P = E_cI_r$ și acoperirii pierderilor prin efect Joule din înfășurarea rotorului și din înfășurarea de excitație. O mică parte din puterea P acoperă pierderile mecanice (prin frecări) și în fier, partea cea mai mare din P constituie *puterea mecanică utilă* P_2 disponibilă la capătul arborelui motorului (fig. 2.26, *a*, *b*).

Randamentul motorului este dat de raportul dintre puterea utilă (mecanică) P_2 și puterea absorbită (electrică), de la rețea, P_1; deci $\eta = P_2/P_1 = P_2/UI$.

Întrucît $M \sim \Phi I_r$, motorul dezvoltă un cuplu mare, cînd înfășurarea rotorului este parcursă de un curent intens și cînd fluxul inductor este mare.

Exemplu. Un motor de c.c. cu randamentul 0,8 furnizează o putere utilă de 8,8 kW fiind alimentat la o tensiune continuă de 220 V.

Care este intensitatea curentului absorbit de la rețea și rezistența electrică a motorului?

Rezolvare. $P_u = \eta P_c = \eta UI$, de unde $I = P_u/\eta U = 50$ A. Rezistența totală interioară a motorului (care este egală cu rezistența înfășurării rotorului) este $R = U/I = 4{,}4\ \Omega$.

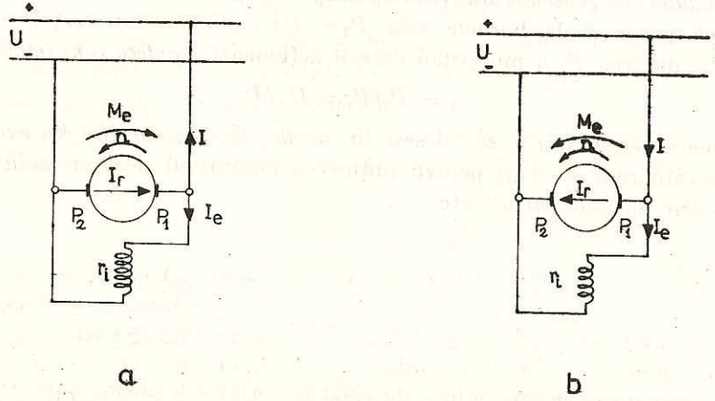


Fig. 2.24. Reversibilitatea mașinii de curent continuu: *a)* funcționarea ca generator; *b)* funcționarea ca motor.

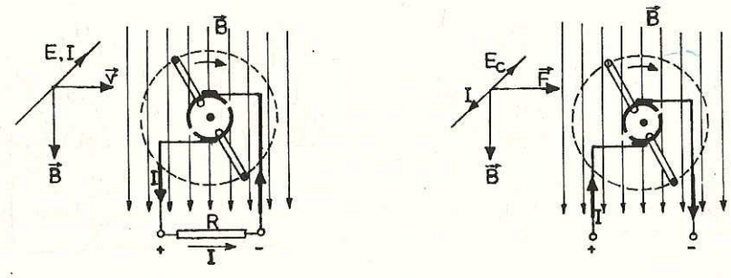


Fig. 2.25. Sensul t.e.m. și al curentului indus la generatorul de curent continuu *(a)* și sensul t.c.e.m. la motorul de curent continuu *(b)*.

Proprietățile motoarelor de curent continuu. Proprietățile motoarelor de c.c. se redau cu ajutorul caracteristicilor de funcționare și caracteristicilor de reglaj, care depind de tipul de excitație a motorului.

Dintre caracteristicile de funcționare a principalelor tipuri de motoare vor fi prezentate cele mai importante din punctul de vedere al exploatării motoarelor.

Motorul cu excitație serie (fig. 2.27, *c*). În acest caz, tensiunea de alimentare U echilibrează t.c.e.m. E_c și acoperă atît căderea de tensiune pe rotor rI_r, cît și cea de pe înfășurarea de excitație r_iI_e, $U = E_c + (r + r_i)I$, unde $I = I_r = I_e$. La pornirea motorului, $E_c = 0$, intensitatea curentului este mare (cam de 10 ori mai mare decît valoarea nominală) deoarece suma $r + r_i$ este foarte mică, de ordinul ohmului. Pentru a evita deteriorarea înfășurărilor de un asemenea curent intens, pornirea motorului se face cu ajutorul unui *reostat de pornire* R_p care ulterior se scoate din circuit. La pornire, înfășurarea de excitație produce un flux intens, $\Phi \sim I$. De aceea, momentul cuplului motor ($M \sim \Phi I$) crește foarte mult, $M \sim I^2$. Turația $n = E_c/KN\Phi = U - (r + r_i)I/KN\Phi$ este mică. Cuplul inițial de moment mare și turație inițială mică explică de ce motorul cu excitație serie se folosește la macarale, excavatoare, în tracțiunea electrică, avînd totodată proprietatea de a-și modifica turația în funcție de sarcină: cînd sarcina crește, turația scade, iar momentul cuplului crește.

Motoarele serie nu se folosesc în cazurile cînd este nevoie de o turație independentă de sarcină.

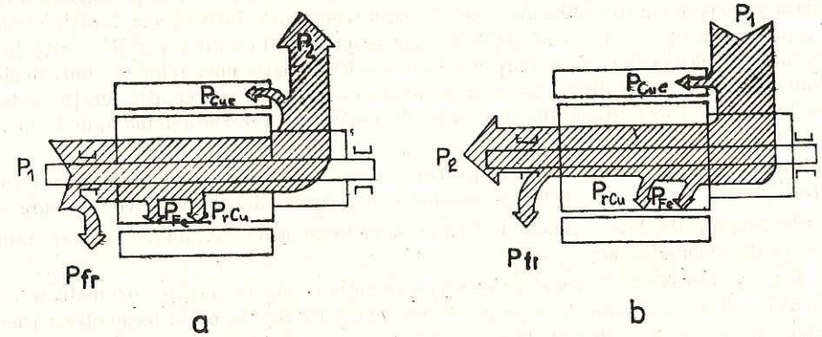


Fig. 2.26. Bilanțul puterilor active în mașina de curent continuu: a) generator: $P_1 = P_2 + P_{fr} + P_{Fe} + P_{rCu} + P_{Cue} = P + P_{fr} + P_{Fe}$; b) motor: $P_1 = P + P_{rCu} + P_{Cue} = P_2 + P_{fr} + P_{Fe} + P_{rCu} + P_{Cue}$.

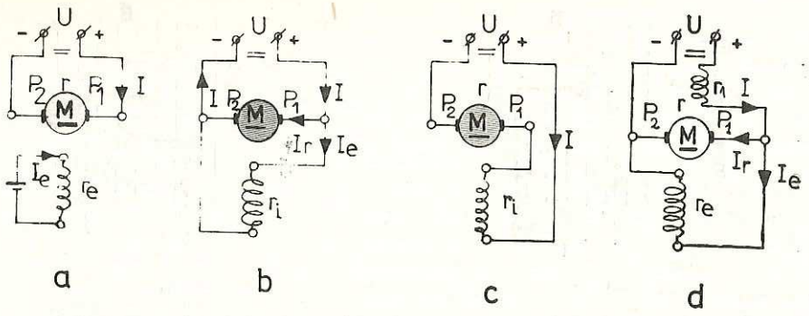


Fig. 2.27. Sistemele de excitaţie pentru motoarele de curent continuu: *a)* excitaţie separată; *b)* excitaţie derivaţie; *c)* excitaţie serie; *d)* excitaţie mixtă.

Unul din dezavantajele motorului serie îl constituie posibilitatea ambalării lui la mersul în gol, adică a creşterii excesive a turaţiei, cînd motorul nu este încărcat, ceea ce poate produce defectarea rotorului, datorită forţei centrifuge care poate smulge înfăşurarea de pe rotor. Din acest motiv, motorul serie nu se porneşte în gol, ci de la o sarcină minimă egală cu aproximativ o pătrime din sarcina nominală.

Viteza de rotaţie (turaţia) se poate regla prin modificarea tensiunii de alimentare, conectînd reostate limitatoare de curent în serie cu motorul sau conectînd două motoare în serie (revine fiecărui motor o tensiune $U/2$), sau în paralel (revine fiecărui motor întreaga tensiune U a reţelei de alimentare). Acest din urmă procedeu, de cuplare a motoarelor în serie, respectiv în paralel, se foloseşte la locomotivele şi tramvaiele electrice.

Reglarea turaţiei se poate face şi prin variaţia fluxului inductor cu ajutorul unui reostat legat în paralel cu înfăşurarea de excitaţie, prin a cărui variaţie se modifică intensitatea curentului de excitaţie, deci şi a fluxului inductor.

Motorul cu excitaţie derivaţie (fig. 2.27, *b*). Curentul de alimentare I se împarte în curentul I_r prin rotor şi curentul I_e prin înfăşurarea de excitaţie, astfel că $I = I_r + I_e$.

Pentru a micşora intensitatea curentului de pornire se foloseşte un reostat de pornire (fig. 2.28), alcătuit din mai mulţi rezistori fixaţi de ploturile (contactele) *1—5*, maneta *m* şi bara metalică semicirculară suport, pe care lunecă maneta *m*, legată la plotul *1*. Pornirea se face cu reostatul R_p în poziţia de rezistenţă maximă (*m* pe poziţia *1*), aşa încît intensitatea $I_r = (U - E_c)/(r + R_p)$ să fie mică, evitîndu-se astfel şocul de curent la pornire.

Motoarele-derivaţie prezintă avantajul de a-şi păstra turaţia aproape constantă cînd variază sarcina, dacă sînt alimentate sub tensiune constantă. Într-adevăr, turaţia motorului dată de relaţia $n = (U - rI_r)/KN\Phi$ scade proporţional cu diferenţa $(U - rI_r)$, la un flux inductor Φ constant. Rezistenţa r a rotorului fiind foarte mică (ohm, zecimi sau chiar sutimi de ohm), această diferenţă variază puţin cu sarcina. În consecinţă, turaţia motorului este aproape constantă, avînd o variaţie de 1—5% din turaţia nominală, de la mersul în gol pînă la sarcina nominală.

Motoarele-derivaţie sînt folosite pentru punerea în mişcare a maşinilor care trebuie să funcţioneze cu viteză constantă: maşini-unelte, laminoare, pompe, ventilatoare etc.

Prin exemplele date mai sus, de folosire a motoarelor de c.c., nu s-a epuizat enumerarea multiplelor utilizări.

Astfel, *locomotivele Diesel-electrice* sînt locomotive puse în mişcare de motoare electrice alimentate de un dinam acţionat de un motor Diesel. În cazul locomotivei Diesel-electrice de 2 100 kW, fabricată la uzina „Electroputere"-Craiova, curentul electric produs este trimis la şase motoare cu excitaţie serie, cuplate cu osiile motoare ale locomotivei. La aceeaşi uzină se fabrică şi *locomotiva* electrică cu o putere de 6 950 kW a cărei alimentare se face prin reţea electrică aeriană prin intermediul unui troleu.

Pentru pornirea motoarelor autovehiculelor se folosesc, de obicei, motoare-serie denumite *demaroare*, care se alimentează de la acumulatori.

Inversarea sensului de rotaţie al motorului de c.c. se poate face prin inversarea legăturilor, fie la circuitul de excitaţie, fie la circuitul rotorului.

Un motor de c.c. funcţionează şi dacă este alimentat de curent alternativ, pentru că el îşi păstrează sensul de rotaţie în decursul oricăreia din alternanţe. Astfel de motoare cu colector alimentate în c.a. nu se utilizează decît pentru puteri mici: la maşini de găurit portabile, aspiratoare de praf, ventilatoare şi alte aparate de uz casnic.

Probleme rezolvate

1. O piatră de polizor cu diametrul de 0,2 m este acţionată de un motor de c.c. care produce 3 000 ture/min (fig. 2.29). Piesa care se şlefuieşte este apăsată normal pe piatra de polizor cu forţa de 200 N, coeficientul de frecare între piesă şi piatră fiind π^{-1}. Motorul de c.c. are randamentul 0,8 şi funcţionează la tensiunea de 200 V dată de un grup convertizor (motor de c.a. + dinam). Dinamul are excitaţia în derivaţie, rezistenţa indusului 1,2 Ω, rezistenţa înfăşurării de excitaţie 80 Ω şi randamentul 0,9. Grupul convertizor absoarbe de la reţeaua de alimentare puterea de 4 kW. Să se calculeze:

a) puterea utilă a polizorului;
b) intensitatea curentului de alimentare a motorului polizorului;
c) t.e.m. a dinamului (se neglijează căderea de tensiune pe firele de legătură dinam-polizor);
d) randamentul motorului convertizorului;
e) să se arate că randamentul întregii instalaţii se calculează cu relaţia $\eta = \eta_1\eta_2\eta_3$.

(Olimpiada de Fizică 1977, etapa judeţeană).

Rezolvare. a) $P_{u3} = M\omega = \mu F_n \dfrac{D}{2}\dfrac{2\pi n}{60} = 2\,000$ W, unde μ este coeficientul de frecare, F_n — forţa normală, D — diametrul pietrei polizorului, n — turaţia, în ture/min.

b) $\eta_3 = \dfrac{P_{u3}}{P_{c3}}$, dar $P_{c3} = P_{u2} = UI$, de unde $I = \dfrac{P_{u3}}{\eta_3 U} = \dfrac{2\,000}{0{,}8 \cdot 200} = 12{,}5$ A.

c) Intensitatea curentului în înfăşurarea de excitaţie a dinamului este

$$I_e = \frac{U}{r_i} = 2{,}5 \text{ A}.$$

Intensitatea curentului prin rotor este $I_r = I + I_e = 15$ A.
Rezultă $E = U + rI_r = 218$ V.

d) $\eta_1 = \dfrac{P_{u1}}{P_{c1}}$, dar $P_{u1} = P_{c2} = \dfrac{P_{u2}}{\eta_2}$ şi $P_{u2} = UI$, de unde $\eta_1 = 0{,}694 = 69{,}4\%$.

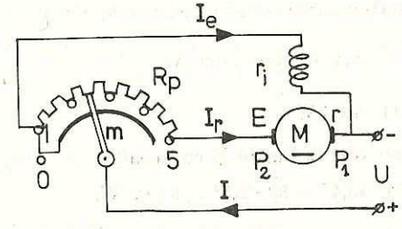


Fig. 2.28. Reostat de pornire a unui motor de curent continuu-derivaţie.

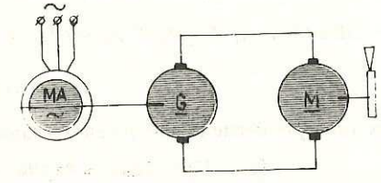


Fig. 2.29. Pentru problema rezolvată 1.

e) $\eta = \frac{P_{u3}}{P_{c1}} = \frac{\eta_3 P_{u2}}{P_{c1}} = \frac{\eta_3\eta_2 P_{u1}}{P_{c1}} = \eta_2\eta_3\eta_1$.

2. Un dinam-derivaţie cu $K = 1$, are 90 de crestături pe rotor şi cîte 12 conductori pe crestătură. Dinamul funcţionează la 1 500 ture/min şi un flux magnetic inductor de 60 mWb, iar rotorul şi înfăşurarea de excitaţie au rezistenţele de 2 Ω, respectiv 400 Ω. Intensitatea curentului în rotor este de 25 A, iar puterea furnizată de motorul de antrenare este de 22 kW. Să se determine:

a) intensitatea curentului debitat şi rezistenţa consumatorului (rezistenţa circuitului dinamului);

b) randamentul;

c) tensiunea la borne pentru o sarcină de 30 Ω.

Rezolvare. a) Observînd că $N = 45 \cdot 12 = 540$ spire, t.e.m. produsă este $E = KN\Phi n = 810$ V. Tensiunea la bornele dinamului este $U = E - rI_r = 760$ V. Intensitatea curentului care parcurge înfăşurarea de excitaţie fiind $I_e = U/r_i = 1{,}9$ A, se obţine pentru intensitatea curentului debitat (curentului de sarcină) $I = I_r - I_e = 23{,}1$ A. Sarcina dinamului, pentru acest caz, corespunde unei rezistenţe $R_s = \frac{U}{I} = 32{,}9\ \Omega$.

b) $\eta = \frac{UI}{P_1} = 0{,}798$.

c) Intensitatea curentului prin rotor este, pentru noua sarcină,

$$I_r' = I' + I_e' = \frac{U'}{R_s'} + \frac{U'}{r_i}.$$

Căderea de tensiune în rotor este $rI_r' = rU' \frac{R_s' + r_i}{R_s' r_i}$, iar din expresia tensiunii la borne $U' = E - rI_r'$ rezultă:

$$U' = \frac{E}{1 + r\frac{R_s' + r_i}{R_s' r_i}} = 755{,}836 \text{ V}.$$

3. Un motor cu excitaţie derivaţie are intensitatea curentului în rotor $I_r = 48{,}4$ A, tensiunea nominală $U = 220$ V şi turaţia nominală $n = 1\,000$ rot/min. Ştiind că rotorul şi înfăşurarea de excitaţie au rezistenţele $r = 0{,}28\ \Omega$, respectiv $r_i = 88\ \Omega$, se cer:

a) puterea nominală şi randamentul motorului;

b) rezistenţa reostatului de pornire pentru ca, avînd momentul cuplului de sarcină egal cu momentul cuplului nominal, turaţia să scadă la $n' = 700$ rot/min;

c) randamentul motorului în acest caz.

(Se neglijează pierderile mecanice în interiorul maşinii şi pierderile în fier.)

Rezolvare. a) $I = I_r + I_e = 48{,}4 + \frac{220}{88} = 48{,}4 + 2{,}5 = 50{,}9$ A;

$$P_1 = UI = 11{,}198 \text{ kW}.$$

Neglijînd pierderile în fier şi cele mecanice (frecările la lagăre şi cu aerul):

$$P_2 = P_1 - P_{\text{Cu}\,e} = 11\,198 - 0{,}28 \cdot 48{,}4^2 - 88 \cdot 2{,}5^2 = 9\,992 \text{ W},$$

iar randamentul va fi

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{9\,992}{11\,198} = 0{,}892, \text{ respectiv } \eta = 89{,}2\%.$$

b) Prin introducerea unui reostat de pornire de rezistenţă R_p, tensiunea la borne devine $U = E_c + (r + R_p)I_r$, iar $E_c = KN\Phi n$ la turaţia nominală şi $E_c' = KN\Phi n'$ la turaţia $n' = 700$ rot/min. Cunoscînd că $E_c = U - rI_r = 206{,}45$ V, raportul celor două t.e.m. E_c şi E_c' va fi:

$$\frac{E_c'}{E_c} = \frac{n'}{n}, \text{ de unde } E_c' = \frac{n'}{n} E_c = 144{,}5 \text{ V},$$

deci:

$$R_p = \frac{U - E_c'}{I_r} - r = \frac{220 - 144{,}5}{48{,}4} - 0{,}28 = 1{,}28\ \Omega.$$

c) Puterea absorbită rămîne neschimbată, $P_1 = 11\,198$ W.

Pierderea de putere (căldura disipată într-o secundă) va rămîne, de asemenea, neschimbată: $P_{\text{Cu}\,e} = r_i \cdot I_e^2 = 88 \cdot 2{,}5^2 = 550$ W.

Pierderea de putere în indus (rotor) va fi:

$$P_{r\,\text{Cu}}' = (r + R_p)I_r^2 = 3\,654{,}4 \text{ W}.$$

Puterea utilă va fi: $P_2' = P_1 - P_{\text{Cu}\,e} - P_{r\,\text{Cu}} = 6\,993{,}5$ W, iar randamentul motorului în noile condiţii:

$$\eta = \frac{P_2'}{P_1} = \frac{6\,993{,}5}{11\,198} = 0{,}624 \text{ sau, în procente, } \eta = 62{,}4\%.$$

ÎNTREBĂRI

1. Care sînt fenomenele care stau la baza funcţionării maşinilor electrice?
2. Prin ce mărimi se caracterizează cîmpul magnetic învîrtitor?
3. Să se compare montajul trifazat stea cu montajul trifazat triunghi.
4. Cum se explică denumirea de maşină sincronă?
5. Care este utilizarea cea mai largă dată maşinii sincrone, generator sau motor? Dar a maşinii asincrone?
6. Prin referire la turaţia maşinilor electrice de curent alternativ trifazat să se explice de ce se preferă să se construiască aceste maşini cu mai mult de o singură pereche de poli pe fiecare fază.
7. Care parte a motorului sincron produce cîmpul magnetic învîrtitor de reacţie?
8. Să se explice rolul de redresor mecanic al colectorului.
9. Să se explice autoexcitaţia maşinilor de curent continuu.
10. Să se arate prin calcul că turaţia cîmpului magnetic de reacţie la motorul asincron este egală cu turaţia cîmpului inductor.

PROBLEME

1. Rotorul unui alternator monofazat care are 50 perechi de poli se roteşte cu turaţia de 2 400 rot/min. Să se calculeze frecvenţa t.e.m. alternative generate.

R: 2 kHz.

2. Un receptor trifazat cu conexiunea în stea are rezistor și bobine identice pe cele trei faze: $R = 4\ \Omega$, $L = 3 \cdot 10^{-2}/\pi$ H. Tensiunea de linie este 380 V, iar frecvența 50 Hz. Se cer:
a) tensiunea de fază;
b) intensitățile curenților de fază;
c) puterile activă și reactivă ale receptorului.

R: 220 V; 44 A; 23,232 kW; 17,424 kVAR.

3. Receptorul în conexiune stea din problema precedentă se schimbă în conexiune triunghi. Să se calculeze:
a) intensitățile curenților de fază și linie;
b) puterile activă și reactivă ale receptorului.

R: 76 A, 132 A; 70 kW, 52,5 kVAR.

4. Rotorul unui hidrogenerator trifazat sincron, avînd 40 perechi de poli, se rotește cu 75 rot/min.
Să se calculeze t.e.m. indusă într-un conductor al înfășurării statorice $A - X$ al mașinii, știind că inducția magnetică între polii inductori în întrefier este repartizată sinusoidal.
Diametrul rotorului este de 800 cm, lungimea activă a rotorului 75 cm; inducția maximă în punctul median dintre polii inductori este 0,7 T.

R: 16,5 sin 100 ωt V.

5. Înfășurările unui alternator trifazat sînt legate în stea; t.e.m. a fiecărei faze este 220 V. Receptorul este constituit din trei bobine identice în stea, fiecare bobină avînd rezistența 6 Ω și reactanța 8 Ω. Să se determine:
a) intensitățile curenților de fază și de linie;
b) puterea consumată de receptor.

R: 22 A; 8,72 kW.

6. La o rețea trifazată în stea sînt conectate în paralel pe fiecare fază cîte 10 becuri cu puteri și tensiuni de 100 W și 220 V. Rețeaua trifazată are tensiunea de linie 220 V. Să se determine:
a) intensitățile curenților de fază și linie;
b) puterile reactivă, aparentă și activă;
c) aceleași mărimi de la punctele a) și b), pentru montajul în triunghi al grupelor de becuri în paralel.

R: 2,63 A; 0,1 kW; 7,87 A, 0,3 kW.

7. La o rețea trifazată în stea fără fir de nul sînt conectate în paralel cîte patru becuri pe fiecare fază. a) Să se determine intensitatea curentului de fază, dacă tensiunea de linie este 220 V, iar rezistența unui bec 80 Ω. b) Care sînt intensitățile curenților pe faze, dacă se întrerupe sau dacă se scurtcircuitează o fază a sarcinii? (Nu se va considera variația rezistenței becurilor cu intensitatea curentului.)

R: 6,35 A; 5,5 A, 11 A.

8. Un dinam derivație este antrenat de un motor cu puterea de 6,5 kW și turația de 1 200 rot/min. Dinamul debitează un curent cu intensitatea de 45 A, sub o tensiune la borne de 120 V. Intensitatea curentului în înfășurarea de excitație este 2 A. Rezistența rotorului este 0,15 Ω. Să se determine:
a) rezistența înfășurării de excitație;
b) intensitatea curentului din rotor;
c) t.e.m. a generatorului;
d) randamentul;
e) momentul cuplului de antrenare.

R: 60 Ω; 47 A; 127 V; 0,83; 51,8 Nm.

9. Tensiunea la bornele unui dinam derivație este egală cu 110 V, intensitatea curentului în rotor este de 47,5 A, iar în circuitul exterior, de 45 A.
Să se determine:
a) intensitatea curentului în inductor și rezistența acestuia;
b) puterea motorului care antrenează dinamul, dacă randamentul este 0,85.

R: 2,5 A, 44 Ω; 5,832 kW.

10. Un dinam-serie produce un curent de intensitate 20 A, cu t.e.m de 200 V. Rotorul are rezistența de 0,2 Ω, iar inductorul de 0,15 Ω. Care este tensiunea la perii și tensiunea la borne?

R: 196 V; 193 V.

11. Un dinam-derivație produce t.e.m. de 120 V, iar intensitatea curentului în circuitul exterior este de 30 A; intensitatea curentului în inductor este de 1,5 A, iar rotorul. are rezistența de 0,2 Ω. Să se determine tensiunea la borne și rezistența inductorului.

R: 113,7 V; 75,8 Ω.

12. Un dinam-derivație este utilizat pentru încărcarea unei baterii de acumulatoare cu un curent de intensitate 15 A. Bateria are t.e.m. de 50 V și rezistența interioară de 0,5 Ω. Rezistențele înfășurărilor dinamului sînt de 160 Ω pentru înfășurarea de excitație și 0,5 Ω pentru înfășurarea rotorului. Conductoarele de legătură între dinam și baterie au o rezistență totală de 0,6 Ω. Să se calculeze t.e.m. a dinamului.

R: 74,2 V.

13. Un dinam-derivație încarcă o baterie formată din 60 elemente identice de acumulator legate în serie. Rezistența indusului este de 1,5 Ω, rezistența inductorului este 60 Ω, rezistența unui element este de 0,02 Ω, iar rezistența conductoarelor de legătură, neglijabilă.
a) Știind că t.e.m. a unui element este de 2,1 V, să se afle ce t.e.m. trebuie să fie generată în indus pentru ca intensitatea curentului de încărcare să fie de 15 A.
b) Flanșa de cuplare dintre motorul de antrenare și dinam desfăcîndu-se accidental, bateria de acumulatoare debitează prin dinam, transformîndu-l în motor. Motorul se va învîrti în sens invers și va produce o t.c.e.m. de 115 V. Să se determine intensitățile curenților de descărcare a bateriei, prin indus și prin inductor.

R: 170,1 V; 5 A, 3 A, 2 A.

14. Un motor derivație are puterea utilă de 12 kW dacă funcționează sub tensiunea de 220 V, cu un randament 0,8, iar rezistența înfășurării de excitație este de 55 Ω. Se cer:
a) intensitatea curentului care străbate inductorul;
b) intensitatea curentului absorbit de motor de la rețeaua de alimentare;
c) puterea disipată în motor.

R: 4 A; 68,18 A; 15 kW.

3. TRANSFORMATORUL

3.1. **Principiul transformatorului.** O problemă importantă a electroenergeticii este transportul cu pierderi cît mai mici a energiei electrice de la locul de producere la consumatori, pe distanţe mari. Pentru o anumită putere electrică de transportat ($P = UI$), randamentul este cu atît mai mare cu cît intensitatea curentului I este mai mică şi, ca urmare, tensiunea curentului U, mai mare.

În centralele electrice tensiunea produsă de alternatoare este de 6—20 kV. Transportul economic necesită tensiuni foarte înalte, între 35 kV şi 400 kV. La locul de utilizare însă, energia electrică a curentului electric trebuie să aibă o tensiune joasă, pentru a nu fi periculoasă folosirea ei curentă. Este necesară, deci, modificarea (transformarea) energiei curentului electric de o anumită tensiune în energie electrică de altă tensiune. Această problemă se rezolvă simplu şi economic numai în cazul curentului alternativ, cu ajutorul transformatorului.

Transformatorul este un aparat a cărui funcţionare se bazează pe fenomenul inducţiei electromagnetice, construit pentru a primi putere electrică, în curent alternativ, sub o tensiune U_1 şi o intensitate I_1 aplicată unui circuit numit primar şi a o reda, cu aceeaşi frecvenţă, sub o tensiune U_2 şi o intensitate I_2 la bornele unui circuit secundar (fig. 3.1).

Transformatorul permite, deci, *transformarea* unei tensiuni în altă tensiune, transformare necesară pentru transportul (transferul) şi distribuţia cu pierderi minime de energie electrică în curent alternativ.

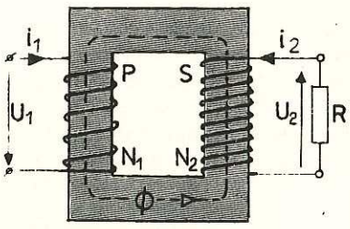


Fig. 3.1. Principiul de funcţionare a transformatorului.

Exemplu. La bornele circuitului primar al unui transformator se aplică, de la un alternator, tensiunea de 6 000 V; acesta poate da în secundar o tensiune de 120 000 V, deci o tensiune de douăzeci de ori mai mare. Această tensiune se aplică unei linii de transport. Pentru o putere în linie egală cu cea furnizată de alternator, intensitatea curentului va fi de douăzeci de ori mai mică, deci pierderile prin efect Joule, de 400 ori mai mici, de unde rezultă posibilitatea unui

transport economic de energie electrică la distanţe mari prin conductori subţiri.

Acest exemplu arată că utilizarea transformatorului, la transportul energiei electrice de la locul de producere la consumatori, permite reducerea atît a pierderilor de energie cît şi a cantităţii de metal necesar pentru fabricarea conductorilor care formează linia de transport.

3.2. **Construcţia şi funcţionarea transformatorului monofazat.** Transformatorul monofazat se compune dintr-un cadru (miez) de fier, care reprezintă un circuit magnetic închis, format din tole cu grosimea de 0,3—0,5 mm, izolate între ele cu lac sau hîrtie, împiedicîndu-se astfel formarea curenţilor Foucault de intensitate mare. Tolele se fac dintr-un aliaj de fier cu circa 1,5—4% Si, numit ferosiliciu, în care pierderile de energie sînt minime, atunci cînd, la inversarea magnetizării, energia electrică se transformă în căldură (fenomenul de histerezis). Pe cadru se bobinează două înfăşurări (bobine) din sîrmă de cupru. Rolul cadrului de fier este de a realiza un cuplaj magnetic strîns între aceste înfăşurări prin concentrarea liniilor cîmpului de inducţie magnetică şi de a mări fluxul de inducţie magnetică (fierul are $\mu_r \gg 1$) prin spirele celor două circuite. Circuitul căruia i se aplică tensiunea generatorului de alimentare se numeşte, pe scurt, primar. Circuitul al doilea, avînd ca miez cealaltă latură a cadrului, se numeşte secundar; el este generatorul de tensiune în linia de întrebuinţare. Acelaşi circuit de la doi transformatori identici poate fi numit primar sau secundar, după cum se găseşte la capătul liniei de unde se furnizează energie electrică sau la capătul liniei receptoare de energie electrică.

Să presupunem că ambele circuite ale transformatorului sînt înfăşurate în acelaşi sens, avînd fiecare N_1 — respectiv — N_2 spire şi că transformatorul funcţionează în gol ($i_2 = 0$, adică circuitul secundar este fără consumator). Dacă se aplică transformatorului tensiunea alternativă u_1 (de valoare efectivă U_1), în primar apare curentul de intensitate i_1 (de valoare efectivă I_1), care dă naştere fluxului magnetic alternativ avînd valoarea instantanee $\Phi = \Phi_m \cos \omega t$. Acest flux variabil care străbate spirele ambelor înfăşurări face să apară, în cele N_1 spire ale primarului, o tensiune electromotoare de autoinducţie:

$$e_1 = -N_1 \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = N_1 \omega \Phi_m \sin \omega t,$$

iar în secundar, tensiunea electromotoare:

$$e_2 = -N_2 \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = N_2 \omega \Phi_m \sin \omega t.$$

Prin împărţire rezultă:

$$\frac{e_1}{e_2} = \frac{N_1}{N_2}. \qquad (3.1)$$

Conform legii lui Ohm aplicată circuitului primar, suma dintre tensiunea de alimentare u_1 și t.e.m. de autoinducție e_1 trebuie să fie egală cu căderea de tensiune în primar:

$$u_1 + e_1 = R_1 i_1$$

unde R_1 este rezistența primarului.

De obicei, valoarea lui R_1 este mică și produsul $R_1 i_1$ poate fi neglijat, astfel că

$$e_1 \approx -u_1.$$

Semnul minus arată că t.e.m. de autoinducție e_1 este în opoziție de fază cu tensiunea rețelei de alimentare a transformatorului u_1.

La funcționarea în gol a transformatorului, t.e.m. e_2 este egală cu tensiunea u_2 la bornele secundarului:

$$e_2 = u_2.$$

Prin împărțire se obține

$$\frac{e_1}{e_2} \approx -\frac{u_1}{u_2}. \tag{3.2}$$

Din relațiile (3.1) și (3.2) rezultă că t.e.m. e_1 și e_2 sînt în fază, iar tensiunile u_1 și u_2 sînt în opoziție de fază (semnul minus din fața raportului u_1/u_2 indică această defazare de π radiani).

Tot din relațiile (3.1) și (3.2), scrise în valoare absolută, rezultă și relația dintre valorile efective ale mărimilor alternative e_1, e_2, u_1 și u_2:

$$\frac{U_1}{U_2} \approx \frac{E_1}{E_2} = \frac{N_1}{N_2} = K.$$

Raportul tensiunilor la bornele înfășurărilor, la mersul în gol al transformatorului, se numește raportul de transformare al transformatorului (notat cu K).

Dacă $K < 1$, $U_2 > U_1$, transformatorul poartă denumirea de transformator ridicător de tensiune, iar dacă $K > 1$, $U_2 < U_1$, el se numește coborîtor de tensiune. Cînd $K = 1$, $U_2 = U_1$, transformatorul servește la separarea electrică a circuitelor, ele rămînînd cuplate prin cîmp magnetic, adică cuplate inductiv. Transformatoarele cu raport de transformare apropiat de unitate sînt folosite în unele montaje din radiotehnică.

Dacă la bornele secundarului se conectează un consumator rezistiv de rezistență R_s, prin circuitul secundar va apărea curentul de intensitate i_2. În acest caz, $u_2 \approx e_2$, deoarece apare căderea de tensiune pe sarcină $R_s i_2$. În condiții normale (nominale) de funcționare, diferența $e_2 - u_2$ este mică deoarece și pierderile Joule în secundarul transformatorului sînt mici. Se poate deci considera că, practic, puterea P_1 din primar și cea din secundar, P_2, sînt egale: $P_1 = P_2$ sau $U_1 I_1 = U_2 I_2$, de unde

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{I_2}{I_1} \approx \frac{N_1}{N_2} = K.$$

Pentru cazul transformatorului care funcționează în sarcină, în sensul că la bornele primarului se aplică tensiunea u_1 a unei rețele de alimentare, iar la bornele înfășurării secundare este conectat un receptor de curent alternativ, procesele fizice care au loc sînt, în principal, următoarele: circuitul secundar fiind închis printr-un consumator oarecare, rezistiv sau rezistiv-reactiv, t.e.m. produce în el un curent de intensitate i_2. Acest curent produce la rîndul său un flux Φ_2, care, conform legii lui Lenz, este de sens contrar cu fluxul produs de curentul din primar, denumit flux de regim Φ_1. Avînd în vedere că transferul de putere din primar în secundar (care se realizează prin cuplaj magnetic) face să apară o serie de pierderi de natură electrică și magnetică (pierderi prin efect Joule în înfășurări și pierderile prin curenți turbionari și histerezis în miezul de fier), valoarea maximă a fluxului Φ_2 este mai mică decît valoarea maximă a lui Φ_1. Diferența celor două fluxuri constituie fluxul principal prin transformator, practic egal cu fluxul $\Phi = \Phi_m \cos \omega t$ produs de curentul primar la mersul în gol al transformatorului, $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \Phi_m \cos \omega t$. Pentru o variație în sens crescător a sarcinii, valoarea maximă a lui Φ_2 crește, valoarea maximă a fluxului principal scade, deci din relația $i_1 = \left(u_1 - N_1 \frac{\Delta\Phi}{\Delta t}\right)/R_1$ rezultă că intensitatea efectivă I_1 crește. Creșterea lui I_1 implică creșterea valorii maxime a fluxului de regim Φ_1 și, ca urmare, valoarea fluxului maxim Φ_m rămîne, practic, constantă în raport cu variația sarcinii.

Așadar, cînd crește sarcina transformatorului, adică crește I_2, crește și intensitatea curentului I_1 prin circuitul primar, ceea ce este firesc, deoarece puterea furnizată în secundar crește și, deci, trebuie să crească și puterea absorbită de primar de la rețeaua de alimentare. Și invers, la scăderea puterii în secundar scade puterea absorbită de primar.

Transformatoarele de putere mare, folosite în rețeaua trifazată a stațiilor de transformare, în centralele electrice, în diferite instalații industriale, în care au loc pierderi destul de mari prin efect Joule, sînt răcite în cuve de ulei care conțin și țevi de răcire. Pentru transformatoarele de puteri mai mari de 5 MVA se utilizează cuve cu radiatoare, alcătuite din țevi de răcire verticale în jurul cuvei și cu ventilatoare între țevile de răcire.

Pentru transformatoarele de înaltă frecvență din aparatura electronică se folosesc miezuri din ferită (amestec sintetizat de oxizi de fier cu alți oxizi), care au permeabilitate relativă mare și conductivitate mică.

3.3. **Randamentul transformatorului** se definește ca raportul dintre puterea activă P_2, furnizată de secundar, și puterea activă P_1, primită de către primar de la rețeaua de alimentare.

Diferența $P_1 - P_2$ reprezintă puterea pierdută în transformator, ce se compune din pierderile prin efect Joule în înfășurările transformatorului, numite *pierderi în cupru* $P_{Cu} = R_1 I_1^2 + R_2 I_2^2$ și pierderile prin histerezis și curenți turbionari în cadrul de fier, numite *pierderi în fier*, P_{Fe}. Deci, expresia randamentului este

$$\eta = \frac{P_2}{P_1}$$

sau

$$\eta = \frac{P_2}{P_2 + P_{Cu} + P_{Fe}}.$$

Randamentul trece printr-un maxim cînd $P_{Cu} = P_{Fe}$, deoarece o sumă de doi termeni variabili cu produs constant, $(P_{Cu} + P_{Fe})$, are valoarea minimă cînd termenii sînt egali.

Deoarece transformatoarele nu au piese în mişcare, ele nu au pierderi de energie prin frecări şi funcţionează cu randamente mai mari decît ale maşinilor electrice rotative, atingînd chiar 99% la transformatoarele de puteri foarte mari.

În figura 3.2 se reprezintă bilanţul puterilor active într-un transformator în sarcină.

3.4. **Experimente cu transformatoare.** *a. Ridicarea tensiunii.* Cu ajutorul trusei „Set de bobine cu miez de fier" se realizează un transformator care să aibă o bobină (L_1) de 180 spire — primarul, şi o a doua bobină (L_2) de 6 000 spire — secundarul. Primarul se alimentează la tensiunea $U_1 = 24$ V c.a. de la alimentatorul pentru experienţe de electricitate. În circuitul secundarului se conectează un bec cu Ne (fig. 3.3.). La închiderea circuitului primar cu ajutorul întrerupătorului, se obţine în secundar o tensiune $U_2 \simeq 800$ V, iar becul cu neon luminează. Conectat direct la bornele primarului, becul nu luminează, tensiunea U_1 fiind mai mică decît cea necesară. Deci $U_2 > U_1$, transformatorul fiind ridicător de tensiune.

b. Coborîrea tensiunii. În montajul din figura 3.4 primarul transformatorului (L_1), introdus pe o latură a cadrului de fier, are 180 de spire, iar secundarul (L_2), introdus pe cealaltă latură a cadrului, are 12 spire. Secundarul se închide prin beculeţul B de 1,5 V. La închiderea întrerupătorului beculeţul luminează normal, deşi, conectat la tensiunea din primar, $U_1 = 24$ V, s-ar fi ars imediat. În acelaşi montaj se înlocuieşte bobina L_2 de 12 spire, cu alta, de 6 spire, şi se închide circuitul secundar printr-un fir de liţă sau o bucată de fludor. La închiderea întrerupătorului $\hat{I}$, se observă cum firul se înroşeşte, iar dacă se utilizează fludorul, acesta se topeşte. Tensiunea a coborît de 30 de ori, iar intensitatea curentului în secundar a crescut de

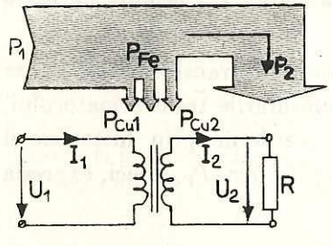


Fig. 3.2. Bilanţul puterilor active în transformatorul monofazat.

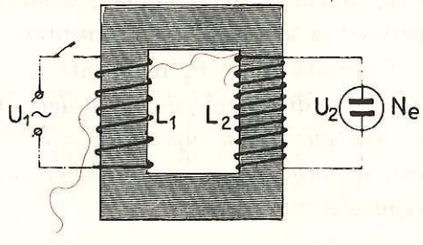


Fig. 3.3. Transformator ridicător de tensiune.

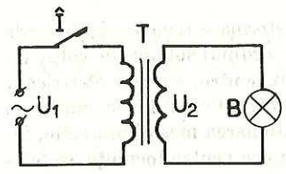


Fig. 3.4. Transformator coborîtor de tensiune.

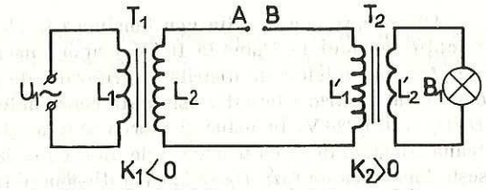


Fig. 3.5. Principiul transportului energiei curentului electric la distanţă.

acelaşi număr de ori, ceea ce duce la înroşirea şi topirea în cele din urmă a firului. Deci $U_2 < U_1$, transformatorul astfel construit fiind coborîtor de tensiune. Pe acest principiu se bazează transformatorul de topit metale, pentru sudură prin puncte, cel din mînerul ciocanului de lipit, sau transformatorul de sonerie.

c. Transportul energiei electrice la distanţă. Principiul acestui transport se poate demonstra realizînd montajul din figura 3.5. U_1 ar reprezenta tensiunea alternatorului din centrala electrică (în cazul experimentului nostru, tensiunea de 220 V de la reţea). T_1 este transformatorul ridicător de tensiune (L_1 de 600 spire, L_2 de 12 000 spire), iar T_2 este transformatorul coborîtor de tensiune la centrul consumator (L'_1 de 12 000 spire, L'_2 de 600 spire). B_1 este un bec de 220 V şi reprezintă consumatorul. Firele de legătură între T_1 şi T_2, foarte subţiri şi lungi de cîţiva metri, alcătuiesc linia de transport. Unul dintre fire este întrerupt unu-doi milimetri pe porţiunea $A—B$, astfel încît să formeze un descărcător. La închiderea circuitului primar sar scîntei între $A—B$, dovedind că pe linia de transport tensiunea este mare ($\approx$4 000 V), iar becul luminează normal, ca la 220 V.

De fapt, energia electrică este transmisă prin liniile de transport, de la centralele electrice în centralele de distribuire, folosind curentul trifazat. De la aceste centre, energia ajunge la consumator prin *reţelele de distribuţie*.

În centrale se generează tensiuni înalte de 6÷20 kV. De aici, după ridicarea tensiunii cu ajutorul transformatorului, energia electrică a curentului electric trifazat se transportă la distanţe mari, cu pierderi reduse, prin linii de transport sub tensiuni foarte înalte, valorile intermediare cele mai folosite fiind cele de 110 kV, 220 kV şi 400 kV.

În apropierea centrului de distribuire se coboară tensiunea, la 35 kV, de exemplu, tot cu ajutorul transformatorului, în staţia principală de transformare.

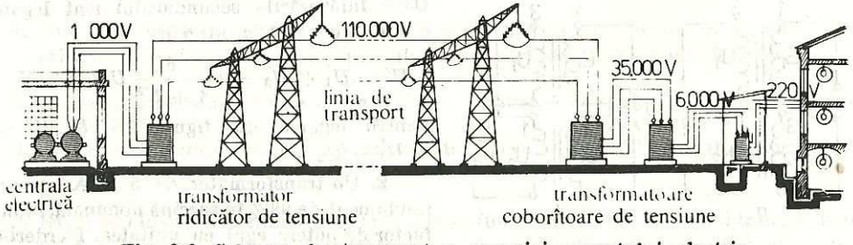


Fig. 3.6. Schema de transport a energiei curentului electric.

Ulterior, se coboară din nou tensiunea în staţii de transformare secundare, de unde se obţin tensiuni de 3 pînă la 10 kV şi apoi tensiuni joase de ordinul sutelor de volţi. De aici, folosind reţelele de distribuţie trifazate, de obicei cu fir neutru, energia electrică a curentului electric alternativ este dată consumatorilor sub tensiuni cu valorile cunoscute $U_l/U_f = 380/220$ V. În uzine şi fabrici se foloseşte pentru acţionarea maşinilor-unelte, reţeaua trifazată în $\triangle$ cu tensiunea de linie $U_l = 380$ V, în timp ce pentru locuinţe, se foloseşte tensiunea de fază $U_f = 220$ V a dispunerii în Y cu fir neutru (fig. 3.6).

Liniile de transport se întind pe distanţe mari şi sînt linii aeriene. În oraşe, reţelele de distribuţie ale energiei electrice sînt reţele subterane.

Probleme rezolvate

1. Se consideră două transformatoare identice avînd fiecare raportul de transformare $K=1/3$. Primarul unuia din transformatoare se leagă în serie cu secundarul celuilalt transformator, iar bornele libere se conectează la o reţea de alimentare cu tensiunea efectivă $U = 220$ V. Secundarul primului transformator se leagă în serie cu primarul transformatorului al doilea. Să se calculeze tensiunea electrică U' la bornele acestui circuit.

Rezolvare. Legarea în serie, descrisă în problemă, a circuitelor celor două transformatoare identice, duce la formarea unui sistem de transformatoare cu funcţionare în gol (fig. 3.7, *a*, *b*), pentru care există următoarea relaţie între valorile efective ale t.e.m. de autoinducţie E_1, E_2 şi tensiunea de alimentare U:

$$E_1 + E_2 = U. \tag{3.3}$$

Tensiunea electromotoare de autoinducţie E dintr-o înfăşurare este proporţională cu numărul de spire N ale înfăşurării şi cu viteza de variaţie a fluxului inducţiei magnetice printr-o spiră a înfăşurării, $\Delta\Phi/\Delta t$. Dar Φ este şi el proporţional cu N, deci $E \sim N^2$. Urmează că $E_1 \sim N_1^2$, $E_2 \sim N_2^2$ şi

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{N_1^2}{N_2^2} = K^2. \tag{3.4}$$

Din (3.3) şi (3.4) se obţin relaţiile:

$$E_1 = \frac{K^2}{1+K^2}\,U \quad \text{şi} \quad E_2 = \frac{1}{1+K^2}\,U.$$

Tensiunile efective la capetele înfăşurărilor ce alcătuiesc secundarul sistemului de transformatoare sînt:

$$U_1' = \frac{E_1}{K} = \frac{K}{1+K^2}\,U \quad \text{şi} \quad U_2' = KE_2 = \frac{K}{1+K^2}\,U.$$

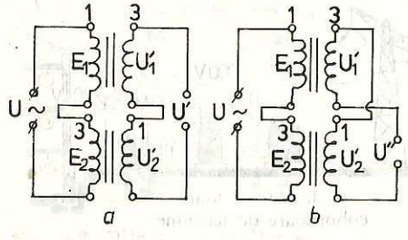


Fig. 3.7. Pentru problema rezolvată 1.

Dacă înfăşurările secundarului sînt legate ca în figura 3.7, *a*, atunci:

$$U' = U_1' + U_2' = 2\,\frac{K}{1+K^2}\,U = 132 \text{ V}.$$

Pentru legarea din figura 3.7, *b*: $U'' = U_1' - U_2' = 0$.

2. Un transformator de 5 kVA are un randament de 98% în sarcină nominală, la un factor de putere egal cu unitatea. Pierderile în fier şi cupru sînt egale între ele. Să se calculeze randamentul zilnic al transformatorului, dacă el este utilizat: 10 ore în gol, 7 ore la 1/4 din sarcina nominală, 5 ore la 1/2 din sarcina nominală şi 2 ore în sarcină nominală.

Rezolvare. Din expresia randamentului

$$\eta = \frac{P}{P + P_{Fe} + P_{Cu}} = \frac{P}{P + 2P_{Cu}}$$

cu $P = 5$ kW şi $\eta = 0{,}98$, rezultă $P_{Fe} = P_{Cu} = 51$ W.

Energia debitată zilnic:

$$W = P_1t_1 + P_2t_2 + P_3t_3 = P\left(\frac{1}{4}\,t_1 + \frac{1}{2}\,t_2 + 2t_3\right) = 31{,}25 \text{ kWh}.$$

Căldura disipată zilnic, $t = 24$ ore, în fier (prin curenţi turbionari şi ciclu histerezis):

$$W_{Fe} = P_{Fe} \cdot t = 1\,224 \text{ Wh}.$$

Dacă P_{Fe} şi P_{Cu} reprezintă puterile corespunzătoare pierderilor în fier şi cupru la sarcină nominală (intensitatea efectivă a curentului de sarcină fiind I), pentru o sarcină egală cu a n-a parte din sarcina nominală (I/n), puterea corespunzătoare căldurii disipate în cupru ($\sim I^2/n^2$) devine P_{Cu}/n^2, astfel încît căldura disipată zilnic în sîrma de cupru a înfăşurărilor (prin efect Joule) este:

$$W_{Cu} = \frac{P_{Cu}}{16}\,t_1 + \frac{P_{Cu}}{4}\,t_2 + \frac{P_{Cu}}{1}\,t_3 = 0{,}18 \text{ kWh}.$$

Energia totală absorbită rezultă a fi 32,65 kWh, iar randamentul zilnic:

$$\eta_z = \frac{W}{W + W_{Fe} + W_{Cu}} = \frac{31{,}25}{32{,}65} \cdot 100 \approx 95{,}7\%.$$

ÎNTREBĂRI. PROBLEME

1. Pentru ce este necesar ca la transportul energiei electrice în curent alternativ la distanţă, printr-o linie, să se ridice în prealabil tensiunea dată de generator? Cum se realizează ridicarea tensiunii?

2. Care este fenomenul ce stă la baza funcţionării unui transformator şi prin ce fel de cuplaj se realizează în transformator transferul de putere din primar în secundar?

3. Ce rol are cadrul (miezul) de ferosiliciu în funcţionarea unui transformator?

4. Care sînt pierderile de natură electrică şi magnetică care au loc în transformator, prin transferul de putere a curentului alternativ din primar în secundar?

5. De ce transformatorul de sonerie, practic, nu disipă căldură cînd soneria nu sună?

6. De ce randamentul transformatoarelor este mai mare decît al generatoarelor sau motoarelor electrice?

7. Să se stabilească diagrama fazorială pentru funcţionarea în gol a unui transformator cu $K < 1$. Drept origine a fazelor se va lua faza fluxului inducţiei magnetice, $\Phi = \Phi_m \cos \omega t$.

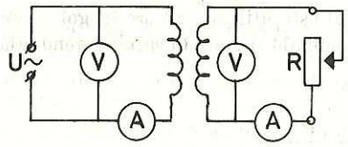


Fig. 3.8. Pentru problema 8.

8. În ce sens se vor modifica indicaţiile instrumentelor de măsură conectate în circuitele transformatorului din figura 3.8, dacă sarcina transformatorului creşte?

9. În ce relaţie de fază sînt intensităţile curenţilor i_1, i_2 şi tensiunile u_1 şi u_2, pentru un transformator cu sarcină pur rezistivă în cazurile: a) înfăşurările sînt bobinate în acelaşi sens, b) în sens contrar?

10. La primarul unui transformator se aplică o tensiune alternativă de 3 300 V. Înfăşurarea lui secundară are 120 de spire, iar la bornele ei, la mers în gol, tensiunea este de 220 V. Să se calculeze raportul de transformare şi numărul de spire al primarului.

R: 15; 1 800 spire.

11. Înfăşurarea primară a unui transformator are 48 spire, cea secundară 600 spire. Tensiunea primară este de 120 V. Să se determine raportul de transformare şi tensiunea secundarului.

R: 1/12,5; 1,5 kV.

12. Care este raportul de transformare al unui transformator dacă înfăşurarea primară are 4 490 spire, iar cea secundară dă o t.e.m. de 1 000 V. Miezul de fier are aria secţiunii 100 cm², iar inducţia magnetică este de 0,2 T şi frecvenţa 50 Hz.

R: 0,0641.

13. Tensiunea primară a unui transformator este de 36 kV, iar cea secundară de 400 V. Înfăşurarea secundară are 30 spire. Să se calculeze raportul de transformare şi numărul de spire din primar.

R: 90; 2 700 spire.

14. Un transformator cu randamentul 95% este conectat la o reţea cu tensiunea 6 000 V. Tensiunea la bornele înfăşurării secundare a transformatorului este de 230 V. Să se determine raportul de transformare şi intensitatea curentului în înfăşurarea secundară, dacă puterea absorbită de transformator este de 30 kW iar factorul de putere al circuitului secundar 0,8.

R: 26; 155 A.

15. Un alternator monofazat cu puterea de 66 kW şi tensiunea de 220 V alimentează o reţea care are rezistenţa de 0,5 Ω. Ce putere se pierde pe linie? Dar dacă tensiunea generatorului creşte la 2 200 V, puterea lui rămînînd constantă, ce putere se pierde pe linie?

R: 45 kW; 0,45 kW.

16. Un transformator monofazat are puterea în primar de 50 kW şi alimentează o reţea cu tensiunea de 120 V. Randamentul transformatorului fiind 95%, se cer: intensitatea curentului în secundar şi pierderea de putere în transformator.

R: ≈ 396 A; 2,5 kW.

17. Un transformator este conectat la o reţea de alimentare de tensiune 220 V. Prin înfăşurarea secundarului de rezistenţă 1 Ω circulă un curent de sarcină cu intensitatea de 2 A, tensiunea la borne fiind 20 V. Să se calculeze raportul de transformare şi randamentul transformatorului.

R: 10; 0,91.

18. Un alternator cu tensiunea la borne de 3 kV alimentează o linie de transport, lungă de 2,5 km, compusă din fire de cupru, cu secţiunea de 261,5 mm². Intensitatea curentului în linie este de 400 A. Se cer: a) puterea transmisă; b) puterea disipată pe linie; c) puterea la receptor; d) tensiunea la receptor; e) masa de apă ce s-ar putea încălzi pe oră, de la 10° C pînă la fierbere, cu o putere avînd valoarea de la punctul b).

R: 1,2 MW; 52 kW; 1,148 MW; 2,87 kV; 497 kg.

19. Un transformator monofazat de putere nominală 100 kVA are tensiunea de 240 V la bornele secundare, atunci cînd transformatorul funcţionează în gol, iar la bornele înfăşurării primare este aplicată tensiunea nominală de 10 kV. Puterea disipată în funcţionare nominală în înfăşurările transformatorului este de 2,4 kW, iar randamentul transformatorului este de 96,96%. În lipsa unor date certe se consideră că raportul puterii disipate în înfăşurarea primară către puterea disipată în înfăşurarea secundară este 1,2. Să se determine:

a) raportul de transformare;

b) intensitatea curentului prin circuitul primar la funcţionarea în gol, cunoscînd că această intensitate reprezintă opt procente din intensitatea curentului prin primar la funcţionarea în regim normal;

c) puterile disipate în înfăşurările primară şi secundară la funcţionare în regim nominal;

d) rezistenţa înfăşurării primare.

R: 41,5; 0,83 A; 1 090 W, 1 310 W; 12,2 Ω.

4. ELEMENTE DE CIRCUIT NELINIARE

4.1. NOȚIUNI INTRODUCTIVE

4.1.1. **Definiții.** Electronica a luat naștere ca o ramură a electrotehnicii avînd ca aplicație principală telecomunicațiile cu și fără fir. Posibilitățile remarcabile ale electronicii au făcut ca în prezent aceasta să fie utilizată în toate sectoarele științei și tehnicii (tehnica de calcul, automatica, radiocomunicațiile și televiziunea etc.), practic în toate domeniile vieții moderne.

Electronica este ramura științei și tehnicii care se ocupă cu studiul și aplicațiile fenomenelor conducției electrice prin vid, gaz sau semiconductoare.

Dispozitivul electronic constituie elementul principal al electronicii. Prin *dispozitiv electronic* se înțelege un ansamblu format din părți componente imobile una față de alta, între care se produce conducția prin vid, gaz sau semiconductoare. Părțile componente pot fi, după cum se va vedea, fie piese distincte ca la tuburile electronice, fie regiuni cu proprietăți diferite ale unui material neomogen ca în cazul dispozitivelor semiconductoare.

Dispozitivul electronic constituie un element de circuit, de aceea el mai poate fi numit *element electronic de circuit*, spre deosebire de elementele electrice de circuit obișnuite, rezistoare, bobine, condensatoare.

Prin *circuit electronic* se înțelege un circuit electric în care se folosesc unul sau mai multe dispozitive electronice, la care se leagă diferite elemente electrice de circuit, alimentîndu-se de la surse de energie pentru realizarea unei anumite funcțiuni: redresare, amplificare, producerea oscilațiilor, modulație, detecție etc.

4.1.2. **Proprietățile dispozitivelor electronice.** Conducția electrică prin vid, gaz sau semiconductoare se deosebește de conducția prin metal prin trei proprietăți care caracterizează și dispozitivele electronice, deosebindu-le de elementele electrice de circuit obișnuite. Aceste proprietăți au permis realizarea unor aplicații practice (aparate și instalații electronice) care nu puteau fi obținute numai cu elementele de circuit obișnuite.

Prima proprietate fundamentală, generală, a dispozitivelor electronice constă în *caracterul neliniar al conducției electrice.*

La elementele electrice de circuit există o relație liniară, de proporționalitate, între intensitatea curentului și tensiune — la rezistor, sau între una din aceste mărimi și viteza de variație a celeilalte — la bobină și condensator; ele sînt deci elemente liniare de circuit.

La dispozitivele electronice relația dintre intensitatea curentului ce trece prin dispozitiv și tensiunea aplicată acestuia nu mai este liniară, avînd o formă mai complicată; ele sînt elemente neliniare de circuit.

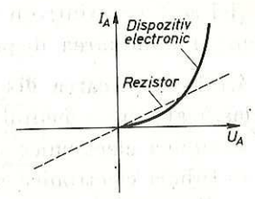


Fig. 4.1. Caracteristica curent-tensiune I, U care exprimă dependența intensității curentului funcție de tensiune pentru un dispozitiv electronic (element neliniar) și pentru un rezistor (element liniar).

Proprietatea de neliniaritate se întîlnește absolut la toate dispozitivele electronice, chiar la cele realizate dintr-un singur material omogen, astfel încît neliniaritatea conducției caracterizează în mod cu totul general dispozitivele electronice.

A doua proprietate a dispozitivelor electronice este aceea că ele conduc curentul într-un singur sens; ele sînt *elemente unidirecționale*, spre deosebire de elementele de circuit obișnuite prin care conducția poate avea loc în ambele sensuri adică sînt bidirecționale. Excepție de la această proprietate fac dispozitivele realizate dintr-un singur material omogen semiconductor. Unele dispozitive electronice (tuburile cu vid și tuburile cu gaz) sînt strict unidirecționale, intensitatea curentului în unul din sensuri fiind cu totul neglijabilă în toate aplicațiile practice. La dispozitivele semiconductoare intensitatea curentului în unul din sensuri este de mii sau zeci de mii de ori mai mare decît cea a curentului în sens contrar. Pentru majoritatea aplicațiilor practice, curentul într-un sens anumit, fiind atît de puțin intens, poate fi neglijat; în alte aplicații acest curent trebuie să fie însă luat în considerare.

Deosebirea dintre dispozitivele electronice și elementele electrice de circuit, rezultînd din primele două proprietăți ale dispozitivelor electronice, este ilustrată în figura 4.1. În această figură, a fost trasată curba dependenței intensității curentului funcție de tensiune $I = f(U)$, pentru un dispozitiv electronic cu conducție strict unidirecțională, comparativ cu cea a unui rezistor $\left(\text{element liniar de circuit, la care } I = \frac{U}{R}\right)$. Această dependență, notată de multe ori prescurtat I, U, reprezentată grafic, se numește *caracteristica I, U a dispozitivului.*

A treia proprietate a dispozitivelor electronice se referă la acele dispozitive care posedă și un circuit de comandă (de influențare, de control) a conducției. În acest caz, conducția poate fi *controlată* cu un consum de putere foarte mic, în raport cu puterea care intervine în circuitul în care are loc conducția. Rezultă că asemenea dispozitive au cel puțin trei borne de legătură (trioda, tranzistorul etc.) sau că sînt dispozitive la care comanda con-

ducției se face printr-un fenomen fizic ce nu necesită un circuit electric, de exemplu iluminarea dispozitivului cu un flux luminos variabil (fotodioda).

4.1.3. **Clasificarea dispozitivelor electronice.** Dispozitivele electronice pot fi clasificate după mediul în care are loc conducția electrică în:

— tuburi electronice cu vid sau, pe scurt, tuburi cu vid;
— tuburi electronice cu gaz (tuburi cu gaz);
— dispozitive semiconductoare.

În fiecare categorie de dispozitive au loc procese fizice distincte, din care rezultă anumite proprietăți specifice și anumite posibilități de folosire practică. Avînd în vedere importanța relativ redusă a tuburilor cu gaz, în cele ce urmează, se vor studia numai tuburile cu vid (dioda, trioda), dispozitivele semiconductoare (dioda semiconductoare, tranzistorul) și funcțiile lor cele mai importante, cum ar fi:

— *redresarea* (transformarea curentului alternativ în curent care circulă într-un singur sens);

— *amplificarea* (mărirea tensiunii sau intensității curentului unui semnal electric pe seama energiei furnizate de o sursă de alimentare separată);

— *generarea oscilațiilor* (producerea unor semnale electrice, de formă sinusoidală sau de altă formă, cu diferite frecvențe);

— *modularea* (modificarea uneia sau a mai multor mărimi specifice unui semnal electric — semnal purtător — în raport cu variațiile unor mărimi specifice ale altui semnal-modulator, proces din care rezultă un semnal modulat);

— *demodularea* (procesul invers modulării prin care se extrage semnalul modular din semnalul modulat).

Energia necesară realizării diferitelor funcțiuni ale dispozitivelor electronice este dată în general de sursele de curent continuu care sînt cuprinse în montajele de aplicare practică a dispozitivelor.

4.2. DIODA. CARACTERISTICI ȘI PARAMETRI. REDRESAREA CURENTULUI ALTERNATIV

În aparatele, echipamentele și instalațiile electronice se folosesc numeroase și diverse dispozitive, dintre care un rol important îl au și tuburile electronice cu vid. Acestea sînt formate dintr-o incintă cu vid (corespunzător presiunii de aproximativ $1{,}33 \cdot 10^{-4}$ N/m^2), cu perete de sticlă sau metal, în care se găsesc mai mulți electrozi metalici care au, de obicei, forme cilindrice și sînt dispuși coaxial. Conducția între acești electrozi este asigurată printr-un curent de electroni.

Pentru a înțelege funcționarea tuburilor cu vid, trebuie examinate, pe scurt, procesele de emisie electronică și de trecere a curentului de electroni printr-un sistem de electrozi care se găsesc la diferite potențiale.

În tubul electronic cu vid trebuie să treacă un curent suficient de intens, de ordinul miliamperilor sau chiar al amperului, pentru ca să poată fi folosit în aplicații. Pentru aceasta, este necesar ca un număr mare de electroni să fie eliberați în unitatea de timp de un electrod electronoemisiv și, deplasîndu-se prin vid, electronii să ajungă la un alt electrod. Între electrodul electronoemisiv, numit catod, și al doilea electrod, numit anod, se aplică tensiunea continuă U_A cu polaritatea (—) la catod și (+) la anod (fig. 4.2). Pentru realizarea emisiei electronice de către catod, în majoritatea tuburilor cu vid se aplică fenomenul emisiei termoelectronice.

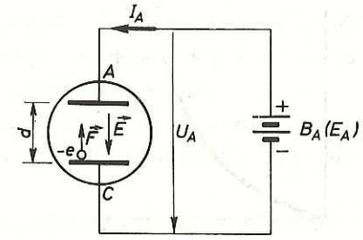


Fig. 4.2. Structura cea mai simplă a unui dispozitiv electronic cu vid (cazul diodei cu vid ideale). Tensiunea electromotoare a sursei anodice se notează cu E_A.

4.2.1. **Emisia termoelectrică.** Thomas Alva Edison (1847—1931) a arătat în anul 1884 că materialele conductoare incandescente emit electroni.

Spre deosebire de electronii liberi care se pot mișca oricum în vid, în cazul corpurilor metalice, acești electroni circulă printre ionii pozitivi care alcătuiesc rețeaua metalului.

Electronii de la suprafața catodului sînt legați de materialul acestuia, datorită forțelor de atracție exercitate de ionii pozitivi învecinați. Ieșirea electronilor din catod se produce numai dacă li se transmite de către un alt sistem (sistem exterior) energia necesară pentru învingerea acestor forțe de atracție. După natura energiei transmise din afară (căldură, energia unui flux de lumină sau de particule, a unui cîmp electric foarte intens etc.), se deosebesc mai multe feluri de emisie electronică. În toate cazurile, intensitatea curentului emis I_E va depinde de materialul din care este confecționat catodul, electronii putînd fi atrași, în consecință, mai slab sau mai puternic de ionii învecinați și va fi proporțională cu aria suprafeței S_C a catodului.

Emisia termoelectronică, fenomen care înseamnă emitere de electroni de către metale (sau de alte materiale conductoare) aflate la temperaturi mari, se obține prin încălzirea catodului cu ajutorul unui circuit electric. Încălzind catodul, agitația termică a electronilor liberi sporește, energia cinetică a lor crescînd cu temperatura. La o anumită temperatură, energia cinetică a unor electroni liberi din suprafața încălzită a catodului este suficientă pentru a permite acestor electroni să părăsească materialul, devenind electroni liberi în spațiul din apropierea catodului. Valorile energiei electronilor liberi din materialul catodului cît și cele ale energiei inițiale a electronilor emiși corespund distribuției de tip maxwelian. Emisia electronică este mai eficientă în vid. Dacă emisia ar avea loc în aer, electronii emiși nu s-ar putea îndepărta de suprafața materialului electronoemisiv, pătrunderea lor în atmosfera din jur fiind anevoioasă din cauza concentrației mari a moleculelor gazelor ce compun atmosfera ambiantă.

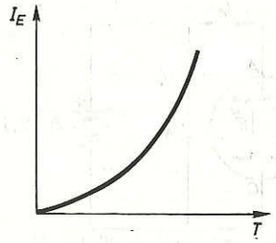


Fig. 4.3. Dependența intensității curentului de emisie a catodului I_E de temperatura T a catodului. Ridicarea temperaturii catodului produce o creștere a agitației termice și face ca un număr mai mare de electroni să iasă din catod. Prin urmare, intensitatea curentului de emisie, proporțională cu numărul de electroni extrași, crește cu temperatura.

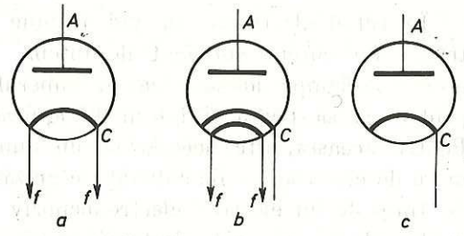


Fig. 4.4. Simbolul diodei cu vid:
a) cu încălzire directă; *b)* cu încălzire indirectă; *c)* reprezentarea în general în care se omite, pentru simplificare, desenarea circuitului de încălzire.

Dacă filamentul încălzit la incandescență emite electronii pentru conducția prin vid, el se confundă cu catodul, care se numește în acest caz *catod cu încălzire directă* (exemplu: catozii din wolfram sau wolfram toriat — obținut prin depunerea unui strat de toriu pe firul de wolfram). Dacă emisia este realizată de un catod izolat electric față de filamentul pe care-l cuprinde, *catodul este cu încălzire indirectă*. În acest ultim caz, catodul se realizează dintr-un tub subțire de nichel sau tantal pe care s-a depus un strat de substanță intens termoelectronoemisivă (de obicei un amestec de oxizi de bariu și stronțiu) în interiorul căruia se găsește filamentul destinat încălzirii catodului. Filamentul este izolat electric de catodul propriu-zis printr-un strat de oxid de aluminiu (Al_2O_3). Un dezavantaj al catozilor cu încălzire directă îl constituie faptul că încălzirea catodului nu se poate face în curent alternativ deoarece, în acest caz, la variațiile intensității curentului de încălzire ar apărea și variații ale emisiei electronice, ceea ce ar perturba funcționarea normală a tubului. La catodul cu încălzire indirectă, alimentat în curent alternativ, aceste variații ale emisiei electronice nu apar datorită inerției termice (capacității calorice) mari a catodului. La toți catozii, intensitatea curentului de emisie I_E crește foarte repede cu creșterea temperaturii catodului (fig. 4.3).

4.2.2. **Dioda.** Dioda este cel mai simplu tub cu vid, avînd doi electrozi: catodul emițător termoelectronic și anodul (fig. 4.4, *a*). Ea a fost inventată în anul 1904 de John Fleming (1849—1945). În reprezentarea convențională a diodei, catodul se reprezintă printr-un arc de cerc, iar anodul printr-un segment de dreaptă (fig. 4.4).

Anodul, care are rolul de a capta electronii de pe catod, este realizat din metal (de obicei din nichel sau tantal) și are forma unui cilindru gol care înconjoară catodul. Distanța dintre catod și anod este de obicei mică, de

ordinul milimetrilor. Între anod și catod se aplică o tensiune de la o sursă *(baterie) anodică* B_A, unde polul pozitiv al bateriei se leagă la anod, iar polul negativ la catod; se realizează astfel *circuitul anodic* (fig. 4.2).

Circuitul format din catod și sursa de curent B_f necesară pentru încălzirea catodului se numește *circuit de încălzire*, iar tensiunea sursei B_f care este aplicată catodului — *tensiune de filament* U_f.

Dacă circuitul de încălzire este întrerupt, catodul este rece, iar miliampermetrul mA, conectat în circuitul anodic nu indică trecerea unui curent electric. Cînd catodul este adus la incandescență, se observă că acul miliampermetrului deviază. Sensul acestei deviații arată că de la anod la catod și prin circuitul exterior trece un curent electric.

4.2.3. **Funcționarea diodei.** Proprietățile diodei cu vid sînt reprezentate de caracteristica curent-tensiune care va fi dedusă în cele ce urmează. Dacă tensiunea aplicată între anod și catod, numită tensiune anodică U_A, este zero și catodul este adus la incandescență, temperatura lui fiind menținută constantă, electronii emiși de catod în absența cîmpului electric între anod și catod ($U_A = 0$) au o mișcare dezordonată în spațiul dintre cei doi electrozi, datorită agitației termice și forțelor electrostatice de respingere dintre electroni. Asupra electronilor emiși se exercită o atracție din partea catodului care prin emisie devine pozitiv în raport cu electronii. Ca urmare, în jurul catodului se formează o distribuție spațială a sarcinii negative sau, pe scurt, *o sarcină spațială* (fig. 4.5, *a*). Vectorul intensitate a cîmpului electric creat de sarcina spațială este orientat de la catod spre norul de electroni, cîmpul fiind cu atît mai intens cu cît densitatea sarcinii spațiale este mai mare (fig. 4.5, *b*). Acest cîmp dezvoltă forțe de respingere a electronilor înapoi în catod. Norul electronic se află în echilibru dinamic, în sensul că numărul de electroni emiși de catod în unitatea de timp, electroni care formează curentul de emisie de intensitate I_E al catodului, este egal cu numărul de electroni care intră în catod în unitatea de timp. Pentru o tensiune anodică pozitivă $U_A > 0$ (anodul pozitiv față de catod), adică în timpul funcționării tubului,

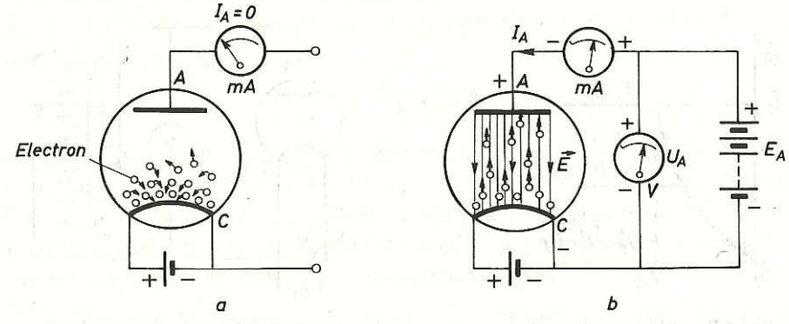


Fig. 4.5. Funcționarea diodei:
a) fără tensiune anodică ($U_A = 0$, $I_A = 0$); *b)* cu tensiune anodică ($U_A < U_{AS}$, $I_A < I_E$).

echilibrul dinamic al sarcinii spațiale, mai dispersată acum, se manifestă prin aceea că electronii captați de anod (datorită acțiunii cîmpului accelerator dintre anod și catod), care formează curentul anodic și electronii care intră înapoi în catod sînt în permanență înlocuiți de noi electroni din curentul de emisie al catodului, care păstrează în permanență aceeași intensitate I_E. Pentru valori ale tensiunii U_A mai mari decît o valoare numită tensiune de saturație U_{AS}, deci pentru $U_A \geqslant U_{AS}$, toți electronii emiși de catod sînt atrași și captați de anod. În acest caz intensitatea curentului anodic I_A devine egală cu intensitatea curentului de emisie I_E al catodului iar creșterea tensiunii anodice peste valoarea U_{AS} lasă intensitatea curentului anodic neschimbată.

Deci pentru $0 < U_A < U_{AS}$, anodul nu va putea atrage spre sine totalitatea electronilor emiși de catod și ca urmare intensitatea curentului anodic va fi mai mică decît intensitatea curentului de emisie al catodului, $I_A < I_E$. Porțiunea corespunzătoare a caracteristicii curent-tensiune se numește *regiunea curenților limitați de sarcina spațială* sau *regiunea de sarcină spațială*. Pentru $U_A \geqslant U_{AS}$ se poate spune că s-a produs o limitare a curentului anodic datorită emisiei finite a catodului sau o saturație a curentului. În consecință această porțiune a caracteristicii se va numi *regiunea curenților limitați de emisie* sau *regiunea de saturație*, în care $I_A = I_{AS} = I_E$.

Caracteristica diodei cu vid, așa cum a fost stabilită mai sus pe cale teoretică, este trasată, pentru diferite temperaturi ale catodului și deci pentru diferite tensiuni de încălzire a filamentului, în figura 4.6.

Experiment. Se folosește montajul reprezentat în figura 4.7. Se menține constantă intensitatea curentului în circuitul de încălzire, deci și temperatura catodului și se mărește tensiunea anodică cu ajutorul sistemului potențiometric P, începînd de la valori negative ale tensiunii U_A. Se notează valorile tensiunii anodice indicate de voltmetrul V și cele corespunzătoare intensității curentului anodic arătate de miliampermetrul mA. Se trasează curba reprezentînd variația intensității curentului anodic I_A în funcție de tensiune U_A, adică se trasează caracteristica curent-tensiune a diodei. Se mărește intensi-

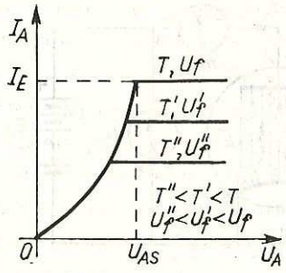


Fig. 4.6. Caracteristica teoretică a diodei cu vid.

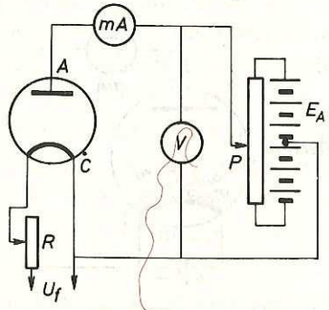


Fig. 4.7. Montaj pentru ridicarea caracteristicii I, U a diodei cu vid.

tatea curentului de încălzire cu ajutorul reostatului R și se reiau măsurătorile $I_A = f(U_A)$. Se constată că intensitatea curentului de saturație I_{AS} crește cu temperatura catodului. Acest rezultat este redat în figura 4.8, în care sînt reprezentate trei curbe caracteristice experimentale ale aceleiași diode, pentru diferite temperaturi ale catodului. După cum se observă, caracteristica reală diferă de caracteristica teoretică a diodei cu vid, datorită unor efecte secundare care au fost neglijate: distribuția maxweliană a vitezei inițiale a electronilor emiși, variația temperaturii la capetele catodului, variația potențialului de-a lungul catodului la catozii cu încălzire directă, efectul cîmpului electric accelerator de a favoriza emisia la suprafața catodului.

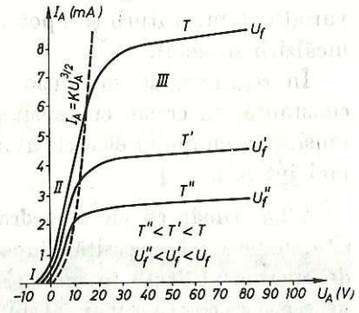


Fig. 4.8. Caracteristica reală a diodei cu vid cu catod din filament de wolfram, pentru diferite valori ale tensiunii de filament U_f (corespunzînd la diferite temperaturi ale catodului).

În general caracteristica reală a diodei prezintă trei regiuni distincte (fig. 4.8):

1. Caracteristica reală nu pornește din origine ($U_A \neq 0$), ci de la valori negative ale tensiunii anodice. Regiunea I corespunde — deci — regimului de tensiuni anodice negative, $U_A < 0$. Curentul, a cărui intensitate în această regiune crește cu tensiunea anodică, se datorează unui număr foarte mic de electroni care, conform distribuției maxweliene au energii inițiale suficient de mari pentru a ajunge la anod chiar în condițiile în care acest electrod acționează, ca și sarcina spațială, în sensul frînării electronilor. Acest curent, fiind de intensitate foarte mică, poate fi neglijat, caz în care putem considera caracteristica pornind din origine (fig. 4.8, linia punctată).

2. Regiunea II corespunde regimului de sarcină spațială. Aceasta este porțiunea de curbă care corespunde funcționării obișnuite a diodelor. În această regiune a curbei caracteristice, variația intensității curentului anodic I_A cu tensiunea anodică U_A este bine aproximată de formula lui Langmuir, numită și legea 3/2:

$$I_A = KU_A^{3/2}$$

în care constanta K, numită *perveanță*, depinde de geometria sistemului catod-anod. Caracteristicile reale sînt ușor dispersate. Aceasta se explică prin încălzirea neuniformă a catodului (datorită influenței suporților reci ai filamentului care trec prin peretele de sticlă) și prin variația potențialului de-a lungul catodului la catozii cu încălzire directă.

3. Trecerea de la regiunea de sarcină spațială II la regiunea de saturație III nu se face brusc, ci lent, datorită vitezelor inițiale diferite ale electronilor,

variației temperaturii și a potențialului în lungul filamentului emisiv (în cazul încălzirii directe).

În regiunea de saturație III intensitatea curentului anodic nu rămîne constantă, ea crește cu tensiunea U_A pentru că la suprafața catodului, intensitatea cîmpului electric avînd valori mari, emisia termoelectronică devine mai intensă.

4.2.4. **Dioda cu vid ca redresoare.** Majoritatea circuitelor electronice folosite în practică necesită alimentarea cu tensiune continuă. Deoarece sursa de energie utilizată în mod obișnuit este rețeaua de curent alternativ, este necesară obținerea unei tensiuni continue prin folosirea tensiunii alternative a rețelei.

Transformarea tensiunii alternative, furnizată de rețelele de distribuție a energiei electrice, în tensiune continuă se face cu ajutorul redresoarelor.

În general, circuitul unui redresor este compus din trei părți (blocuri) principale: redresorul propriu-zis, transformatorul și filtrul de netezire. Schema-bloc a unui redresor este prezentată în figura 4.9.

Redresorul propriu-zis *Red* este un element neliniar care permite trecerea curentului într-un singur sens. Dispozitivele electronice care îndeplinesc funcția de redresare sînt: diodele cu vid, diodele semiconductoare, tuburile cu gaz etc.

Transformatorul *Tr* din circuitul redresor separă componenta de curent alternativ de cea de curent continuu și determină de obicei valoarea tensiunii continue pentru o valoare dată a tensiunii de rețea.

Filtrul *F* are rolul de a reduce (netezi) pulsațiile (ondulațiile) tensiunii redresate de la ieșirea redresorului. Filtrele se realizează de obicei cu elemente de circuit reactive: condensatoare, bobine, uneori și rezistoare.

În cele ce urmează, analizăm funcționarea unui redresor cu diodă cu vid.

Proprietatea diodei de a lăsa să treacă curentul numai într-un singur sens, anod-catod, adică pentru tensiuni anodice pozitive, $U_A > 0$, este folosită pentru redresarea tensiunii alternative induse (prin transformatorul *Tr*) sau introduse, direct de la rețea, în circuitul anodic.

Experiment. Se conectează secundarul unui transformator de rețea în circuitul anodic al unei diode (fig. 4.10, *a*). Prin această conectare, tensiunea de redresare u_2 de la secundarul transformatorului se aplică diodei cu vid. Curentul va trece prin circuitul anodic numai în situația în care $u_A > 0$, adică atunci cînd anodul diodei se află la un potențial „mai pozitiv" decît catodul, fapt care are loc pe durata alternanțelor pozitive ale tensiunii alternative u_2 aplicate. Variația în timp a tensiunii u la bornele rezistorului de sarcină de rezistență R_s este prezentată în figura 4.10, *b*.

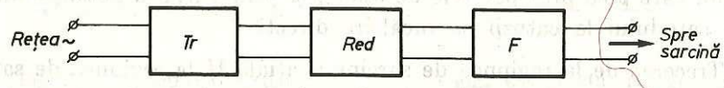


Fig. 4.9. Schema-bloc a unui redresor: Tr — transformator; Red — redresor; F — filtru.

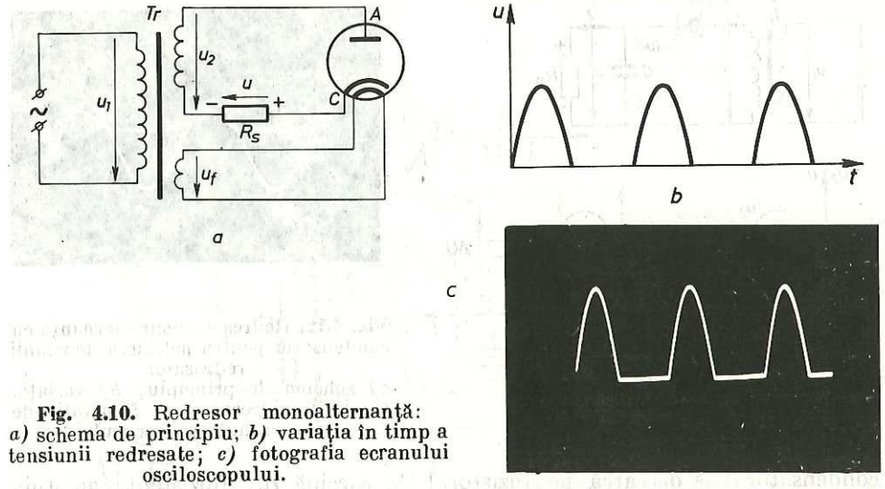


Fig. 4.10. Redresor monoalternanță: *a)* schema de principiu; *b)* variația în timp a tensiunii redresate; *c)* fotografia ecranului osciloscopului.

Se poate arăta că orice tensiune redresată include o componentă continuă peste care se suprapune o componentă alternativă. În cazul redresorului monoalternanță $u \approx U_m/\pi + [U_m/2] \cdot \sin \omega t = U_= + U'_m \sin \omega t$, unde U_m este valoarea maximă a tensiunii redresate u (fig. 4.11).

Raportul dintre valoarea maximă U'_m a componentei alternative și valoarea $U_=$ a tensiunii continue la bornele rezistorului de sarcină R_s se numește *factor de ondulație:*

$$\gamma = \frac{U'_m}{U_=}.$$

Pentru redresorul monoalternanță $\gamma = \pi/2 = 1{,}57$. În cazul unui radioreceptor care ar funcționa cu un redresor cu o valoare atît de mare a lui γ, audiția ar fi stînjenită de un zgomot puternic.

Pentru micșorarea factorului de ondulație, se conectează în paralel cu rezistorul de sarcină R_s un condensator de capacitate mare C (zeci de microfarazi), denumit „condensator de netezire" pentru tensiunea redresată u (fig. 4.12, *a*).

În momentul în care dioda conduce ($u_2 > u$, fig. 4.12, *b*), condensatorul C se încarcă rapid deoarece circuitul de încărcare — format din secundarul transformatorului și din diodă — are o rezistență mică. În intervalul de timp dintre două alternanțe pozitive ale tensiunii u_2, cînd dioda nu conduce ($u_2 < u$),

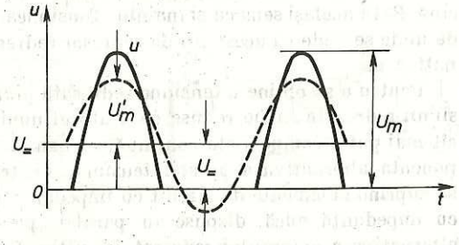


Fig. 4.11. Componentele tensiunii redresate u la redresarea unei singure alternanțe.

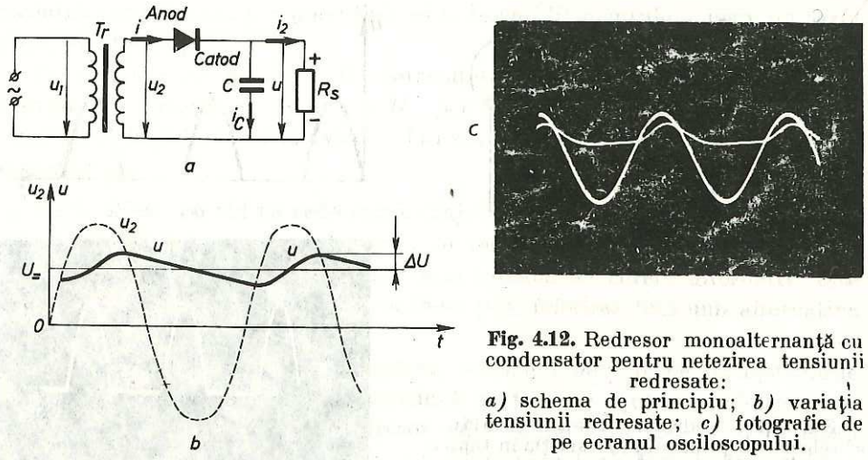


Fig. 4.12. Redresor monoalternanță cu condensator pentru netezirea tensiunii redresate:
a) schema de principiu; *b)* variația tensiunii redresate; *c)* fotografie de pe ecranul osciloscopului.

condensatorul se descarcă pe rezistorul de sarcină R_s. Rezistența acestuia fiind mai mare decît rezistența circuitului de încărcare (în regimul amintit anterior, cînd $u_2 < u$), descărcarea se produce mai lent, astfel încît tensiunea u pe condensator scade relativ puțin pînă în momentul în care începe o nouă încărcare a sa.

Deci, în regimul de funcționare a redresorului cu condensator de netezire C, tensiunea la bornele lui, care este și cea de la bornele rezistorului de sarcină R_s, are o componentă continuă $U_=$ și o componentă alternativă de amplitudine mică ΔU (fig. 4.12, *b*).

În acest caz, pentru factorul de ondulație γ, se obțin valori mai mici, cuprinse în intervalul $0{,}05 \div 0{,}1$.

4.2.5. **Redresarea ambelor alternanțe. Filtre de netezire.** În practică, cel mai des, se redresează ambele alternanțe ale tensiunii alternative prin folosirea unei *duble diode*, adică a unei diode cu doi anozi și un singur catod. În redresorul cu două diode, alimentarea se face în antifază de cele două secțiuni ale secundarului transformatorului de rețea. Diodele conduc pe rînd cîte o semiperioadă, curenții redresați trecînd în același sens prin rezistorul de sarcină (fig. 4.13, *a*). Astfel, în momentele în care tensiunea pe dioda D_1 este pozitivă ea va conduce, cealaltă diodă D_2 fiind blocată. Curentul neputînd trece prin dioda D_2 va circula în sensul săgeții *1* în schema de redresare din figura 4.13, *a*. În semiperioada următoare dioda D_1 este blocată iar anodul diodei D_2 este la un potențial pozitiv față de catod; curentul va circula pe calea indicată de săgeata *2*, trecînd prin rezistorul de sarcină R_s în același sens ca și înainte. Tensiunea redresată va avea forma din figura 4.13, *b*, de unde se vede că acest tip de redresor redresează ambele alternanțe ale tensiunii alternative *u*.

Pentru a se obține o tensiune redresată practic continuă este necesar ca pulsațiile tensiunii redresate să fie reduse cu ajutorul unui *filtru de netezire* care trebuie să atenueze cît mai puțin componenta continuă a tensiunii redresate și să atenueze cît mai mult componenta alternativă a acestei tensiuni. Pentru a îndeplini această funcție, filtrul trebuie să cuprindă elemente de circuit cu impedanță mare, dispuse în serie și elemente de circuit cu impedanță mică, dispuse în paralel; primele vor împiedica trecerea componentei alternative a curentului redresat, iar ultimele vor canaliza în așa fel aceste componente încît ele să nu treacă prin rezistorul de sarcină.

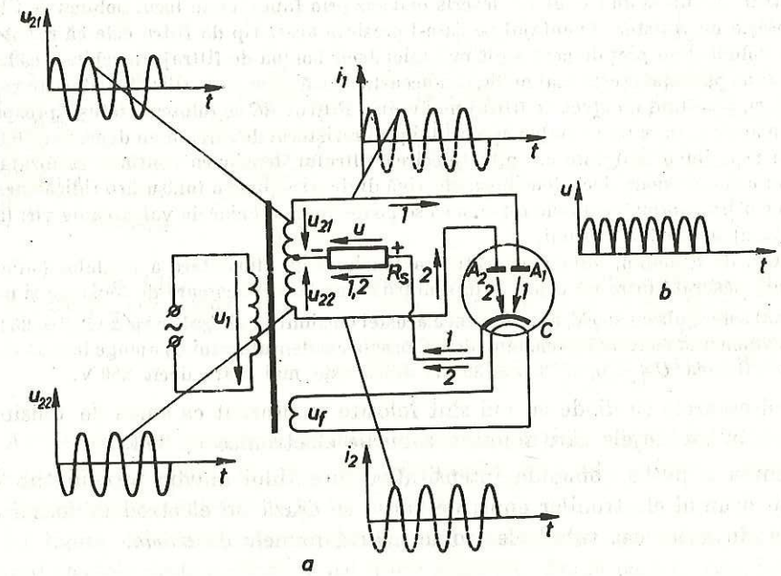


Fig. 4.13. Redresor bialternanță:
a) schema de principiu; *b)* variația în timp a tensiunii redresate.

Așadar, filtrul de netezire are funcția de a lăsa să ajungă componenta continuă a tensiunii redresate la bornele rezistorului de sarcină, eliminînd componenta alternativă.

Filtrele cel mai des folosite pentru netezirea tensiunii redresate sînt formate din celulele *LC* (bobină-condensator) sau celulele *RC* (rezistor-condensator).

Schema completă de montaj a unui redresor cu ambele alternanțe, cu filtru de netezire *LC*, este reprezentată în figura 4.14. Filtrul *LC* este alcătuit dintr-o bobină legată în serie în circuit și dintr-un condensator C_2 legat în paralel în circuit. Rolul condensatorului C_1 a fost prezentat anterior, cînd s-a arătat că la bornele acestuia există și o componentă alternativă a tensiunii produsă de încărcarea și descărcarea lui periodică. Bobina L prezintă o reactanță mare pentru componenta alternativă a tensiunii de la bornele condensatorului C_1, astfel încît prin ea va trece un curent alternativ de intensitate foarte mică. Pentru a împiedica acest curent să treacă prin rezistorul de sarcină R_s, s-a introdus și condensatorul C_2. Acesta avînd o reactanță foarte mică ($X_{C2} \ll R_s$) constituie o cale de impedanță mică pentru curentul alternativ, care va trece aproape în întregime prin latura cu condensatorul C_2, ocolind rezistorul de sarcină.

Componenta continuă a curentului redresat trece în întregime prin bobină și prin rezistorul de sarcină.

Bobinele folosite în filtrele de netezire sînt cu miez de fier, au cîteva mii de spire și inductanțele cuprinse între 1 și 10 H. Condensatoarele din filtrele de netezire sînt aproape în toate cazurile condensatoare electrolitice, cu capacități de 20÷100 μF și tensiune de lucru mai mare cu 20÷50% decît valoarea tensiunii redresate.

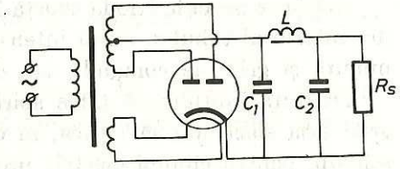


Fig. 4.14. Schema unui redresor bialternanță cu filtru *LC*.

Filtrul *RC* diferă de filtrul *LC* descris mai sus prin faptul că în locul bobinei de filtraj se folosește un rezistor. Avantajul pe care-l prezintă acest tip de filtru este că rezistorul are un volum și un preț de cost mult mai mici decît bobina de filtraj. În schimb, căderea de tensiune pe rezistor este mai mare; din această cauză nu se pot utiliza rezistori de valori prea mari, rezultînd un efect de filtraj mai redus. Filtrul *RC* se folosește totuși aproape în toate cazurile în care intensitatea curentului prin rezistorul de sarcină nu depășește 50 mA.

Un fapt important este că, prin folosirea filtrului, tensiunea continuă furnizată de redresor este mai mare decît tensiunea efectivă dintr-o secțiune a înfășurării ridicătoare de tensiune a transformatorului de rețea și că se poate apropia chiar de valoarea de vîrf (amplitudinea) a acestei tensiuni.

Dacă, de exemplu, valoarea efectivă a tensiunii de alimentare a diodelor (adică a tensiunii măsurată între un capăt al înfășurării secundare ridicătoare de tensiune și priza mediană) este egală cu 250 V, amplitudinea acestei tensiuni va fi egală cu $\sqrt{2} \cdot 250 \simeq 353$ V. Cînd componenta continuă a tensiunii de la bornele condensatorului C_1 ajunge la 0,85 U_{max} ea are valoarea $U_{=} = 0{,}85 \cdot 353 = 300$ V, adică este mai mare decît 250 V.

Redresoarele cu diode cu vid sînt folosite în prezent ca surse de tensiune anodică în montajele care folosesc tuburile electronice cu vid.

Pentru a putea comanda intensitatea curentului anodic într-un tub cu vid, în drumul electronilor emiși de catod se așază un electrod în formă de spirală; în acest caz tubul electronic poartă numele de *triodă*.

4.3. TRIODA. CARACTERISTICI ȘI PARAMETRI. AMPLIFICAREA

4.3.1. **Trioda,** sau tubul electronic cu trei electrozi, are un rol fundamental în multe circuite (montaje) electronice. Înainte de apariția dispozitivelor semiconductoare, trioda a stat la baza întregii electronici. A fost inventată în anul 1906 de inginerul american Lee de Forest (1873—1961).

În principiu, trioda derivă dintr-o diodă la care s-a introdus, între catod și anod, un al treilea electrod denumit grilă, format dintr-o rețea sau spirală metalică. Forma cea mai răspîndită a triodelor este cilindrică (fig. 4.15). Catodul este înconjurat de grila executată dintr-o sîrmă de forma unei spirale cilindrice, ambele aflîndu-se în interiorul anodului tubular.

Prin aplicarea unei tensiuni $U_G = V_G - V_C$ între grilă și catod, în spațiul grilă-catod se creează un cîmp electric suplimentar care poate avea efect accelerator sau de frînare asupra electronilor, după cum potențialul grilei este pozitiv sau negativ față de potențialul catodului considerat ca potențial de referință, adică potențial zero, $V_C = 0$.

Acțiunea grilei la triodă constă în faptul că ea comandă fluxul de electroni din interiorul tubului, adică intensitatea curentului anodic. De aceea, ea este numită și grilă de comandă sau de control.

Datorită faptului că între spirele de sîrmă ale grilei există spații mari, grila lasă electronii să treacă, în drumul lor radial de la catod la anod. În schimb, pentru cîmpul electric produs între anod și catod, grila de comandă este un fel de ecran: liniile cîmpului electric anodic sînt interceptate de grilă și numai o parte a lor trece printre spirele ei, ajungînd pînă la catod.

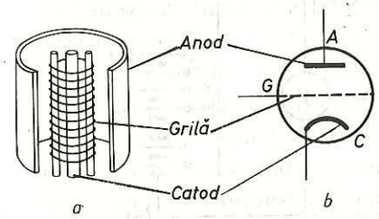


Fig. 4.15.
a) Construcția electrozilor triodei; *b)* simbolul triodei.

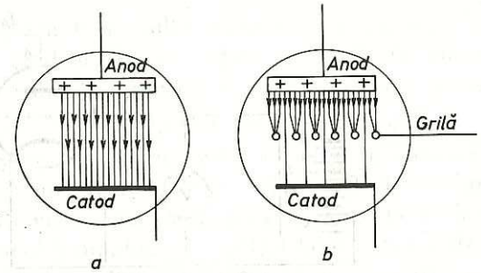


Fig. 4.16. Cîmpurile electrice din diodă și triodă. Grila, lăsînd să treacă printre spirele ei numai $1/\mu$ din liniile de cîmp, unde $\mu > 1$, controlul ei asupra intensității curentului anodic este de μ ori mai eficace decît controlul (tensiunea) anodului.

Astfel, grila de comandă ecranează electric, parțial, catodul față de anod, adică reține unele linii de cîmp electric anodic, slăbind acțiunea exercitată de anod asupra electronilor emiși de catod.

În figura 4.16 este reprezentat în mod comparativ, prin linii de cîmp, cîmpul electric dintr-o diodă și cel dintr-o triodă. (După cum se știe, intensitatea cîmpului electric poate fi caracterizată convențional prin numărul liniilor de cîmp.)

Datorită ecranării și datorită faptului că grila de comandă este mai aproape de catod decît anodul, variațiile mici ale potențialului grilei de comandă U_G influențează mult mai mult intensitatea curentului anodic decît variațiile, relativ mari, ale potențialului anodului U_A.

În concluzie, intensitatea curentului anodic al triodei poate fi modificată cu ajutorul grilei de comandă, practic fără consum de energie — căci trioda lucrează în mod obișnuit cu grila negativă și deci curent de grilă și putere de comandă practic nule.

4.3.2. **Caracteristicile triodei.** Studiul funcționării tuburilor electronice se face prin studiul caracteristicilor lor, adică prin reprezentarea grafică a variației intensității curentului anodic I_A în funcție de tensiunea de grilă U_G sau de tensiunea anodică U_A.

Caracteristicile unei triode pot fi ridicate cu ajutorul montajului din figura 4.17. Mișcînd cursoarele *1* și *2* se poate varia U_G de la valori negative pînă la valori pozitive, iar U de la zero pînă la valoarea tensiunii bateriei anodice respective E_A.

Se trasează graficul funcției $I_A = f(U_G)$ pentru $U_A =$ constant, care se numește caracteristică de grilă, caracteristică fundamentală a triodei. Această caracteristică (fig. 4.18, *a*) arată că:

— Pentru o anumită valoare negativă a tensiunii de grilă, numită tensiune de tăiere (sau de blocare), intensitatea curentului anodic devine nulă,

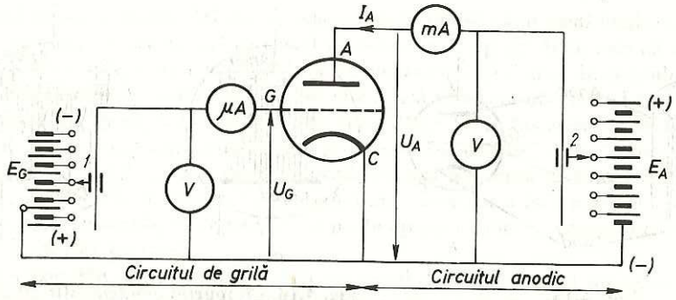


Fig. 4.17. Montaj pentru ridicarea caracteristicilor unei triode. Pentru simplificarea desenării schemelor, nu s-a mai trecut circuitul de încălzire a catodului.

adică tubul este „blocat"; grila respinge electronii astfel încît ei nu pot ajunge la anod.

— Pentru o tensiune de grilă negativă cuprinsă între tensiunea de blocare și zero, intensitatea curentului este diferită de zero. Deși electronii sînt respinși în continuare de grilă, unii reușesc să ajungă la anod, deoarece cîmpul electric corespunzător tensiunii pozitive anodice este mai intens decît cîmpul electric de sens contrar al tensiunii negative de grilă (fig. 4.18, *b*).

— Începînd cu valori pozitive ale tensiunii de grilă, curentul anodic devine intens, apărînd și un curent în circuitul de grilă. Intensitatea curentului de grilă crește pe măsura creșterii tensiunii pozitive de grilă. Caracteristica I_G a curentului de grilă este reprezentată pe diagrama din figura 4.18, *a* în care se indică printr-o linie punctată și caracteristica I_C a curentului catodic, unde $I_C = I_A + I_G$. Partea orizontală a caracteristicii curentului catodic, $I_C = f(U_G)$, corespunde fenomenului de saturație pentru care intensitatea curentului care trece prin catod este egală cu intensitatea curentului de saturație I_E, adică $I_C = I_E$. De aceea, la o creștere considerabilă a intensității curentului de grilă sub influența tensiunii pozitive relativ mari a grilei, intensitatea curentului anodic se micșorează, avînd loc astfel o redistribuire a intensității curenților în tub.

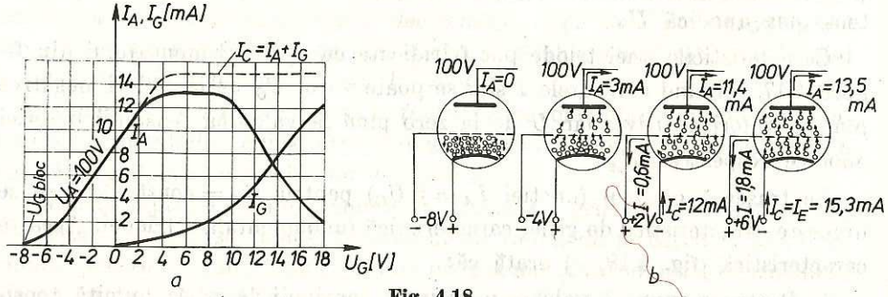


Fig. 4.18.
a) Caracteristicile $I_A = f(U_G)$ și $I_G = f(U_G)$ pentru $U_A = 100$ V a unei triode; *b)* mișcarea electronilor în triodă la diferite tensiuni de grilă.

Dacă la aceeași triodă se trasează mai multe caracteristici $I_A = f(U_G)$, corespunzînd diferitelor tensiuni anodice U_A, se obține o familie de caracteristici de grilă (fig. 4.19). O altă familie de caracteristici a triodei este familia caracteristicilor $I_A = f(U_A)$ pentru diferite tensiuni de grilă U_G.

În familia caracteristicilor anodice din figura 4.20 se observă că tensiunea grilei este de ordinul voltilor, pe cînd tensiunea anodului este de ordinul sutelor de volți. Variația cu cîțiva volți a tensiunii de grilă duce la variații foarte mari ale intensității curentului anodic, care altfel s-ar putea obține numai prin modificarea cu zeci sau sute de volți a tensiunii anodice. Se mai observă, așa cum s-a mai amintit, că tensiunea de grilă are o influență mult mai mare asupra intensității curentului anodic decît tensiunea anodică.

Toate curbele familiilor caracteristice au, între anumite limite, porțiuni rectilinii — care reprezintă o regiune de funcționare liniară; aceste porțiuni rectilinii sînt aproximativ paralele.

Caracteristicile anodice și de grilă permit să se deducă toate proprietățile unei triode.

4.3.3. **Parametrii triodei.** Parametrii unui tub electronic sînt mărimi cu valori constante, care îi determină calitățile și funcțiile.

Funcțiile mai importante ale triodei fiind cele de amplificare, detecție și generare a oscilațiilor electrice, în cele ce urmează, se vor studia parametrii fundamentali care le caracterizează: panta, factorul de amplificare și rezistența internă.

a) Panta. Pe porțiunea dreaptă a caracteristicilor $I_A = f(U_G)$, pentru $U_A =$ = const., raportul dintre o creștere ΔI_A a intensității curentului anodic și creșterea ΔU_G a tensiunii de grilă care o determină, egal cu tangenta unghiului α, se numește *panta S a caracteristicii:*

$$S = \operatorname{tg} \alpha = \left.\frac{\Delta I_A}{\Delta U_G}\right|_{U_A = \text{const.}} ; \quad [S]_{SI} = \text{mA/V}. \tag{4.3.1}$$

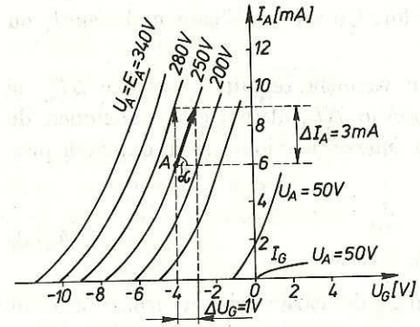


Fig. 4.19. Caracteristicile de grilă ale triodei. Dintre cele trei regiuni de lucru: $U_G < U_{Gbloc}$, $U_{Gbloc} < U_G < 0$ și $U_G > 0$, numai a doua, de negativare medie, prezintă interes în schemele practice.

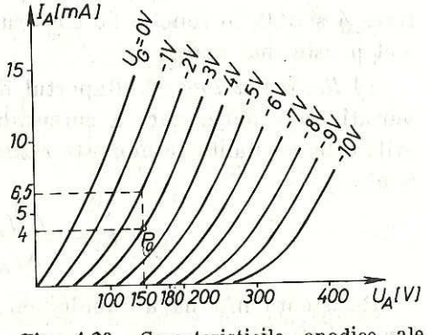


Fig. 4.20. Caracteristicile anodice ale triodei.
(Punctul P_0 se referă la problema 17, pag. 101)

De exemplu, panta (înclinarea) caracteristicii I_A, U_G (fig. 4.19) pentru $U_A = 250$ V este:

$$S = \frac{\Delta I}{\Delta U_G}\bigg|_{U_A = 250\text{ V}} = \frac{9 - 6}{-3 - (-4)} = 3\text{ mA/V}.$$

Panta arată cu cîți miliamperi crește intensitatea curentului anodic cînd tensiunea negativă a grilei crește cu un volt, păstrînd U_A constant.

Acest parametru exprimă proprietatea fundamentală a triodei și anume controlul intensității curentului anodic prin mici variații ale tensiunii de grilă.

b) Factorul de amplificare. Se observă în figura 4.19 că pentru o variație $\Delta U_G = -3 - (-4) = 1$ V corespunde o variație $\Delta I_A = 9 - 6 = 3$ mA pentru $U_A = 250$ V, pe porțiunea dreaptă a caracteristicii.

Pentru a obține aceeași variație a intensității curentului anodic $\Delta I_A = 9 - 6 = 3$ mA pentru $U_G = -4$ V, trebuie să facem să varieze U_A cu $\Delta U_A = 280 - 250 = 30$ V.

Deci se poate obține același efect, o creștere a intensității curentului anodic cu 3 mA, fie mărind tensiunea anodică cu 30 V, tensiunea de grilă rămînînd constantă, fie mărind tensiunea grilei cu 1 V, tensiunea anodică rămînînd constantă.

Raportul dintre variația tensiunii anodice ΔU_A și variația tensiunii de grilă ΔU_G, care produc aceeași variație ΔI_A a intensității curentului anodic, se numește *factor de amplificare* μ *al triodei:*

$$\mu = \frac{\Delta U_A}{\Delta U_G}\bigg|_{\Delta I_A = \text{const.}} \tag{4.3.2}$$

Pentru familia de caracteristici din figura 4.19,

$$\mu = \frac{280 - 250}{-3 - (-4)} = \frac{30\text{ V}}{1\text{ V}} = 30.$$

Triodele au — în general — valoarea factorului de amplificare cuprinsă între 4 și 100, în funcție de construcția lor. Cu cît grila este mai deasă, cu atît μ este mai mare.

c) Rezistența internă. Raportul dintre variația tensiunii anodice ΔU_A și variația corespunzătoare a curentului anodic ΔI_A atunci cînd tensiunea de grilă este constantă se numește *rezistența internă* a triodei și se exprimă prin relația:

$$R_i = \frac{\Delta U_A}{\Delta I_A}\bigg|_{U_G = \text{const.}} \tag{4.3.3}$$

Rezistența internă a tubului cu familia de caracteristici prezentată în figura 4.19 este:

$$R_i = \frac{280 - 250}{(9 - 6)\cdot 10^{-3}} = \frac{30\text{ V}}{3\cdot 10^{-3}\text{ A}} = 10\,000\,\Omega.$$

Ea exprimă eficacitatea variației tensiunii anodice asupra intensității curentului anodic.

Prin înmulțirea relațiilor (4.3.1) și (4.3.3) membru cu membru și apoi prin compararea rezultatului cu relația (4.3.2) se obține *ecuația internă a tubului electronic:*

$$S \cdot R_i = \mu,$$

relație care permite determinarea unui parametru cînd ceilalți doi sînt dați.

4.3.4. **Trioda în montaj de amplificare.** În montajele electronice, trioda poate îndeplini trei funcțiuni fundamentale: de amplificare, de detecție și de generare a oscilațiilor electrice întreținute. Prin amplificare se înțelege procesul prin care are loc mărirea amplitudinii unor *oscilații de tensiune sau de curent*, păstrînd forma lor.

Montajele amplificatoare, numite pe scurt amplificatoare, pot fi de *amplificare a tensiunii* sau de *amplificare a puterii.* În cele ce urmează se va studia numai amplificarea tensiunii alternative.

Descrierea montajului amplificator de tensiune. Amplificatorul cu un singur tub se numește etaj amplificator. Cel mai simplu este amplificatorul de tensiune *RC*, a cărui schemă este prezentată în figura 4.21.

Astfel, dacă se aplică la intrarea amplificatorului (între bornele, *1*, *1'*) tensiunea alternativă (semnalul):

$$u_g = U_g \cos\,\omega t,$$

tensiunile electrozilor și intensitatea curentului anodic vor fi mărimi variabile (mai precis, mărimi pulsatorii) și vor avea expresiile:

$$u_G = U_{G0} + u_g$$
$$u_A = U_{A0} + u_a$$
$$i_A = I_{A0} + i_a,$$

în care s-au notat:

— valorile instantanee totale prin u_G, u_A și i_A;

— valorile statice (componentele continue) prin U_{G0}, U_{A0}, I_{A0} — numite și valori de repaus, deoarece caracterizează funcționarea tubului în lipsa tensiunii alternative din circuitul grilei;

— variațiile față de valorile statice prin u_g, u_a, i_a (componentele alternative); amplitudinea acestor mărimi alternative fiind, respectiv, U_g, U_a și I_a.

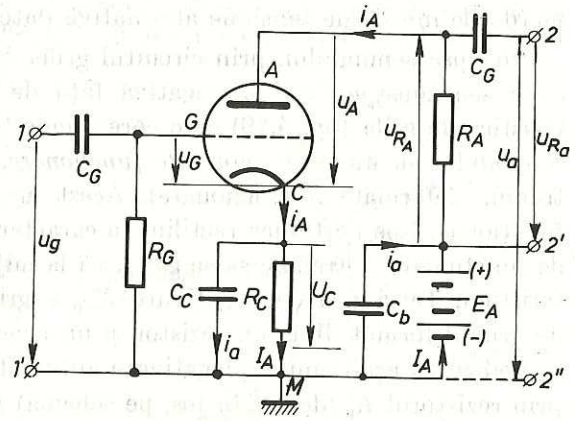


Fig. 4.21. Etaj de amplificare *RC* cu triodă. Căderile de tensiune alternativă pe condensatoarele C_C și C_b fiind foarte mici comparativ cu u_a și u_{Ra} înseamnă că U_a și U_{Ra} sînt practic egale, u_a fiind însă în antifază cu u_{Ra}, care este în fază cu u_g. Rezultă că bornele între care se obține tensiunea alternativă amplificată pot fi 2, 2' sau 2, 2".

Prin urmare, cînd tensiunea de grilă variază, adică tubul lucrează în regim dinamic, avînd aplicat semnalul u_g, în circuitul de grilă și în cel anodic există două regimuri suprapuse: regimul de curent continuu, caracterizat prin mărimile U_{G0}, U_{A0}, I_{A0} și un regim de curent alternativ, caracterizat prin mărimile u_g, u_a și i_a.

Denumirea de amplificator *RC* se referă la modul în care este realizat cuplajul dintre etajele amplificatoare de acest tip, adică prin condensatorul C_G și rezistorul R_G. Condensatorul C_G este necesar pentru ca tensiunea continuă pozitivă anodică U_A a triodei amplificatoare să nu fie aplicată în circuitul de grilă al tubului următor: în schimb, C_G permite aplicarea tensiunii alternative în circuitul de grilă al etajului următor. Rezistorul R_G este necesar pentru a asigura legătura, în curent continuu, între grilă și punctul comun M, numit masă. (Tensiunile din montajele electronice, atunci cînd nu se specifică altfel, sînt raportate totdeauna la acest punct comun. Deoarece punctul M este legat la piesele metalice mari ale montajului cum ar fi șasiul, cutia etc. „masa" aparatului, acest punct comun se mai numește punct de masă sau, pe scurt, masa. Punctul de masă este marcat în scheme prin semnul din dreptul punctului M din figura 4.21.)

Rezistorul R_G are și rolul de a permite scurgerea electronilor captați de grilă la masă.

Rezistorul R_A la bornele căruia se obține tensiunea alternativă amplificată (bornele $2,2'$ din figura 4.21) reprezintă sarcina triodei.

Condensatorul C_b creează o cale de impedanță mică componentei alternative a curentului anodic, care practic nu va trece prin sursa anodică E_A; în acest scop, capacitatea lui C_b trebuie să fie suficient de mare. Prin acest mod de șuntare (decuplare de componenta alternativă) a sursei anodice, se evită pierderile inutile de tensiune alternativă datorate rezistenței interne a sursei.

În lipsa semnalului, prin circuitul grilei nu există curent, deci grila G va avea tensiunea $u_G = U_{G0}$ negativă față de catod. Punctul A de pe caracteristica de grilă (fig. 4.19) care corespunde tensiunii U_{G0}, a grilei în absența semnalului se numește *punct de funcționare*. Prin amplificare semnalele nu trebuie deformate (distorsionate). Acest lucru e posibil numai dacă trioda funcționează pe porțiunea rectilinie a caracteristicii de grilă. De aceea punctul de funcționare A trebuie să se găsească la mijlocul porțiunii rectilinii a caracteristicii. Tensiunea de negativare U_{G0} a grilei față de catod este asigurată de grupul format dintr-un rezistor și un condensator, grupul $R_C C_C$, prin care se realizează așa-numita „negativare automată". Curentul anodic I_A circulînd prin rezistorul R_C (de sus în jos, pe schemă) produce o cădere de tensiune pe acest rezistor, cu plusul la catod și cu minusul la punctul M. Prin urmare, potențialul grilei, egal cu al punctului M, va fi mai negativ decît cel al catodului. Valoarea rezistenței R_C se alege astfel încît tensiunea continuă $R_C I_A$ să fie egală cu tensiunea de negativare necesară stabilirii punctului de funcționare a triodei, $U_{G0} = -R_C I_A$.

Condensatorul de capacitate C_C se leagă în paralel cu R_C, pentru ca prin acesta să treacă componenta alternativă i_a a curentului anodic; în acest fel, rezistorul R_C va fi parcurs numai de componenta continuă I_A a curentului anodic, deci tensiunea la bornele sale va fi perfect continuă și cu valoare constantă, ca și cea a unei baterii de curent continuu.

Deoarece condensatorul C_C „decuplează" curentul alternativ față de cel continuu (altfel ar fi trecut împreună prin R_C), el se numește *condensator de decuplare*.

4.3.5. **Explicarea funcționării amplificatorului de tensiune.** Să analizăm — acum — mai detaliat fenomenele care au loc în procesul de amplificare a tensiunii.

Tensiunea alternativă de amplificat $u_g = U_g \cos \omega t$, schimbîndu-și mereu sensul (semnul), în anumite momente va mări potențialul grilei, iar în altele, îl va micșora. În mod corespunzător și intensitatea curentului anodic va crește și va scădea periodic, proporțional cu variația tensiunii grilei. Curentul anodic trecînd prin rezistorul de sarcină R_A produce la bornele acestuia o tensiune alternativă sinusoidală în „fază" cu tensiunea alternativă u aplicată circuitului grilei. Ca rezultat, tensiunea alternativă la bornele rezistorului de sarcină $u_{RA} = R_A i_a$, numită tensiune de ieșire, este proporțională cu tensiunea la bornele lui R_G (tensiunea de intrare u_g) și mai mare decît aceasta. Se realizează astfel amplificarea în tensiune.

Exemplu. În figura 4.22 este reprezentată *caracteristica dinamică* de grilă a unei triode, adică variația intensității curentului anodic în funcție de tensiunea grilei U_G, ținînd seama de prezența rezistorului de sarcină R_A (de exemplu, 10 kΩ sau 16,6 kΩ) în circuitul anodic. Caracteristica dinamică se află întotdeauna sub caracteristica statică corespunzătoare de grilă. Într-adevăr, la o tensiune electromotoare a sursei (bateriei) anodice, de exemplu $E_A = 200$ V, pentru fiecare valoare a tensiunii de grilă U_G corespunde o anumită valoare I_A a intensității curentului anodic. Acesta produce o cădere de tensiune $R_A I_A$ pe rezistorul de sarcină, astfel încît $U_A = E_A - R_A I_A$, deci $U_A < E_A$ și intensitatea curentului anodic va fi și ea mai mică decît în cazul static, cînd $U_A = E_A = 200$ V (pentru că $R_A \approx 0$).

Să considerăm că punctul de funcționare a triodei corespunde, pe curba caracteristică dinamică din figura 4.23, tensiunii $U_{G0} = -4$ V.

Tensiunea alternativă suprapusă $u_g = U_g \cos \omega t$ (tensiunea de amplificat) cu valoarea maximă (amplitudinea) $U_g = 2$ V face ca tensiunea rezultantă a grilei să varieze între:

$$U_{G0} + U_g = -4 + 2 = -2 \text{ V}$$

și

$$U_{G0} - U_g = -4 - 2 = -6 \text{ V}.$$

În figura 4.23 se poate urmări variația în timp a tensiunii grilei și valorile pe care le ia la diferite momente. Astfel, dacă la momentul t_1 tensiunea alternativă u_g

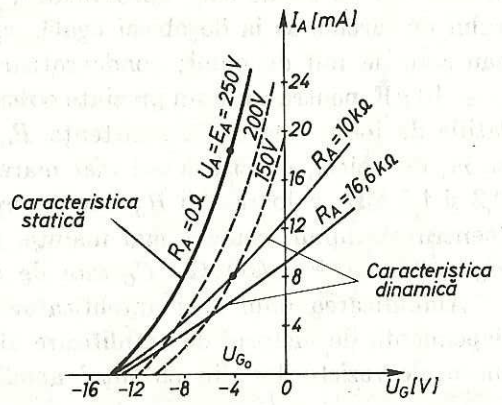


Fig. 4.22. Caracteristici dinamice, corespunzătoare la două valori (10 kΩ: 16,6 kΩ) ale rezistenței rezistorului de sarcină R_A, la trioda *6C5*.

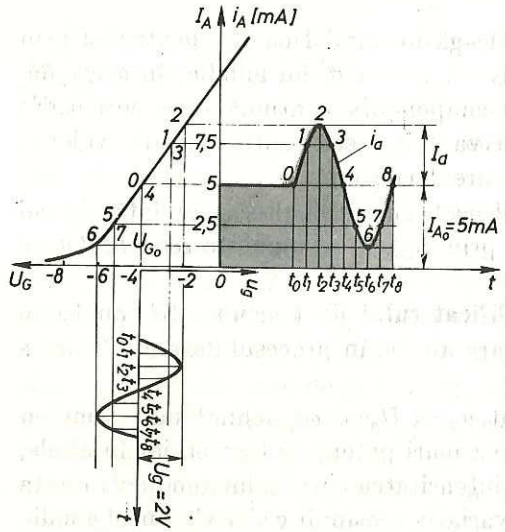


Fig. 4.23. Explicația funcționării amplificatorului cu triodă, pe caracteristica dinamică de grilă a tubului.

ajunge la valoarea 1,4 V, tensiunea grilei va fi $u_G = -4 + 1{,}4 = -2{,}6$ V, iar intensitatea curentului anodic, care inițial a fost de 5 mA (valoarea de repaus), crește pînă la valoarea $i_{A_1} = 7{,}5$ mA.

La un alt moment t_2 tensiunea u_g ajunge la valoarea maximă $u_g = U_g = 2$ V. Tensiunea grilei va fi, în acest caz, $u_G = -4 + 2 = -2$ V, iar intensitatea curentului anodic ajunge la $i_{A_2} = 8{,}75$ mA (în punctul *2* al curbei intensității curentului anodic).

Similar, în momentele următoare t_3, t_4 etc., tensiunea grilei trece prin alte valori și intensitatea curentului anodic va lua valorile corespunzătoare punctelor *3*, *4* etc., din figura 4.23. La momentul t_6, cînd u_a ia valoarea minimă de -2 V, tensiunea grilei este $u_G = -4 - 2 = -6$ V, $i_{A_6} = 1{,}5$ mA (în punctul 6).

Ca atare, intensitatea curentului anodic variază între valorile extreme 8,75 mA și 1,5 mA și este *în fază cu tensiunea de grilă*. Amplitudinea intensității curentului alternativ anodic este deci $I_a = 3{,}625$ mA.

Amplificarea în tensiune a unui etaj amplificator fiind, prin definiție, raportul dintre amplitudinea tensiunii alternative la bornele *2*, *2'* ale rezistorului de sarcină U_{Ra} și amplitudinea tensiunii alternative aplicată la bornele *1*, *1'* ale circuitului de grilă, U_g, în cazul considerat, pentru o valoare a rezistenței rezistorului de sarcină $R_A = 20$ kΩ, rezultă:

$$A = \frac{U_{Ra}}{U_g} = \frac{72{,}5 \text{ V}}{2 \text{ V}} = 36{,}25.$$

($U_{Ra} = R_A I_a = 20 \cdot 10^3 \cdot 3{,}625 \cdot 10^{-3} = 72{,}5$ V și $U_g = 2$ V.)

În practică, valorile mărimilor ce caracterizează componentele unui amplificator *RC* cu triodă sînt, aproximativ, următoarele: rezistența R_A a rezistorului de sarcină se ia de obicei egală cu $3R_i \div 4R_i$, fiind de zeci de mii sau sute de mii de ohmi; condensatoarele C_G au o capacitate de cel puțin $5 \div 10$ μF, pentru ca să nu prezinte o reactanță $1/\omega C_G$ prea mare pentru oscilațiile de joasă frecvență; rezistența R_G a rezistorului din circuitul de grilă se ia, de obicei, de cîteva ori mai mare decît R_C, adică este cuprinsă între 0,2 și 1,5 MΩ; valoarea lui R_A este de ordinul a cîtorva sute sau mii de ohmi (pentru exemplul analizat mai înainte, $U_{G0} = R_C I_A = 2$ V, de unde rezultă $R_C = 2/5 \cdot 10^{-3} = 400\ \Omega$) · C_C este de ordinul zecilor de microfarazi.

Amplificarea unui etaj amplificator cu triodă poate fi exprimată și în dependență de factorul de amplificare al triodei și de rezistențele de valoare mare ale rezistorilor din circuitul anodic:

$$A = \frac{U_{Ra}}{U_g} = \frac{\mu R_A}{R_i + R_A} = \frac{\mu}{1 + \dfrac{R_i}{R_A}},$$

Această relație reprezintă formula de bază pentru studiul funcționării diferitelor etaje de amplificare. Se observă că dacă $R_A = 0$, atunci $A = 0$, adică, fără prezența rezistorului de sarcină anodică procesul de amplificare nu poate avea loc.

Se observă — de asemenea — că $A < \mu$, dar că valoarea amplificării A tinde spre μ cu cît R_i/R_A este mai mic. Practic, este suficient ca R_A să fie de 3—4 ori mai mare decît R_i, pentru ca A să fie destul de apropiat de μ. Rezultă că amplificarea A a unui etaj este limitată ca valoare de factorul de amplificare μ al tubului.

4.3.6. **Trioda ca detector.** Asemenea diodei, trioda poate să funcționeze ca redresor. În general, prin detecție, se înțelege redresarea oscilațiilor avînd frecvențe de ordinul celor folosite în transmisiile radio. Detecția tensiunii alternative înseamnă fie suprimarea completă a alternanțelor de un sens, fie numai micșorarea amplitudinilor alternanțelor de un sens.

Pentru a funcționa ca detector punctul de funcționare a triodei se alege pe cotul inferior al caracteristicii de grilă, sau la punctul care corespunde tensiunii de blocare. Montajul de detecție se face asemănător celui de amplificare.

După cum se observă în figura 4.24, o oscilație a tensiunii aplicate în circuitul de grilă produce în circuitul anodic o slăbire a unei alternanțe (fig. 4.24, *a*) sau o suprimare a unei alternanțe (fig. 4.24, *b*). În ambele cazuri are loc și o amplificare a oscilațiilor detectate. Procesul de detecție descris se numește *detecție pe anod.*

Problemă rezolvată. Să se stabilească variația în funcție de timp a mărimilor u_G, u_A și i_A la un tub electronic în montajul de amplificare în cazul aplicării unei tensiuni $u_g = U_g \cos \omega t$ la bornele circuitului de intrare.

Rezolvare. Aplicînd legea lui Ohm pentru circuitul anodic al montajului din figura 4.21 se obține:

$$\text{sau } u_A = E_A - R_A i_A. \qquad (4.3.4)$$

(Se neglijează căderile de tensiune pe grupul $R_C C_C$ și pe grupul format din sursa anodică și condensatorul C_b.)

Înlocuind în relația (4.3.4) expresia pentru i_A, se obține:

$$u_A = E_A - R_A(I_A + I_a \cos \omega t)$$

sau

$$U_A + u_a = E_A - R_A I_A - R_A I_a \cos \omega t. \qquad (4.3.5)$$

Deoarece $U_A = E_A - R_A I_A$ reprezintă legea lui Ohm în regim de curent continuu pentru circuitul anodic, din relația (4.3.5), rezultă că $u_a = -R_A I_a \cos \omega t$.

Deci $u_a = -R_A i_a$, semnul minus indicînd că u_a și $u_{Ra} = R_A i_a$ variază în antifază. Tensiunea instantanee între anod și catod (căderea de tensiune pe tub) se poate scrie deci sub forma $u_a = -R_A I_a \cos \omega t = U_a \sin(\omega t - \pi/2)$. În

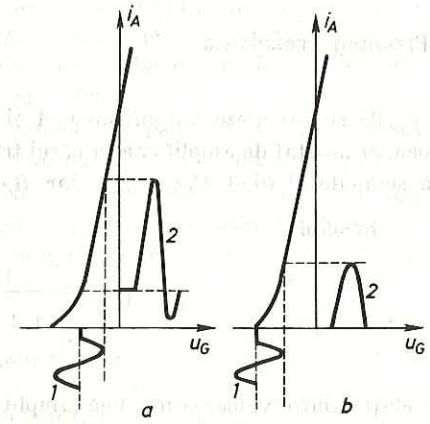


Fig. 4.24. Detecția. Curbele *1* reprezintă tensiunea alternativă sinusoidală aplicată circuitului de grilă (semnul de tensiune); curbele *2* reprezintă intensitatea curentului anodic detectat.

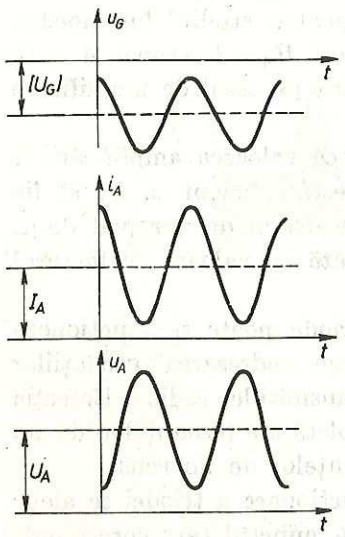


Fig. 4.25. Variația în timp a mărimilor pulsatorii u_G, i_A și u_A.

figura 4.25 s-a reprezentat variația în funcție de timp a mărimilor pulsatorii u_G, i_A și u_A.

Tensiunile alternative la bornele condensatoarelor C_C și C_b fiind foarte mici comparativ cu u_a și u_{Ra} înseamnă că U_a și U_{Ra} sînt practic egale, u_a fiind — așa cum știm — în antifază cu u_{Ra}, care este în fază cu u_g. Rezultă că bornele între care se obține tensiunea alternativă amplificată pot fi 2, 2′, sau 2, 2″.

Referitor la amplificatorul *RC* din figura 4.21, o observație importantă se impune, în legătură cu notarea curenților și tensiunilor alternative. Cu toate că sensul curentului și polaritatea tensiunii alternative se schimbă la fiecare semiperioadă, numai stabilirea unui *sens* și a unei *polarități de referință* permite găsirea fazei relative între două mărimi și deci reprezentarea corectă a variației lor în timp. Dacă nu se stabilește clar sensul curentului și polaritatea tensiunii, rămîne o ambiguitate de 180°, neputîndu-se ști dacă, de exemplu, două tensiuni sînt în fază sau în antifază.

Sensul curentului este indicat practic întotdeauna pe scheme; alegerea lui este arbitrară pentru curentul alternativ. Totuși, pentru a înlesni urmărirea corectă a funcționării unui circuit atunci cînd curentul alternativ este supus peste o componentă continuă (cazul curentului anodic pulsant), s-a adoptat pentru componenta alternativă întotdeauna același sens ca pentru cea continuă (sensul contrar mișcării electronilor).

De multe ori, polaritatea tensiunii nu este indicată pe scheme, o săgeată cu două vîrfuri neputînd indica polaritatea tensiunii respective. De aceea, în toate schemele din acest manual, orice tensiune va avea indicată polaritatea; *săgeata are un singur vîrf, îndreptat spre punctul de referință.*

Problemă rezolvată

Să se calculeze amplificarea A și valoarea efectivă a tensiunii amplificate U_{efRa} pentru un etaj de amplificare a cărui triodă are $\mu = 35$ și $R_i = 10\ \text{k}\Omega$, valoarea efectivă a semnalului fiind $U_{efg} = 2\ \text{V}$, iar $R_A = 20\ \text{k}\Omega$.

Rezolvare

$$A = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R_A}} = \frac{35}{1{,}5} = 23{,}3.$$

Relația dintre valoarea maximă (amplitudinea) a tensiunii alternative și valoarea efectivă fiind $U_{max} = \sqrt{2}\,U_{ef}$, se obține: $U_{efRa} = AU_{efg} = 23{,}3 \cdot 2 = 46{,}6\ \text{V}$.

Observație. Din faptul că amplitudinea tensiunii alternative pe tub (U_a) este practic egală cu amplitudinea tensiunii pe rezistorul de sarcină (U_{Ra}), $U_a = U_{Ra}$, amplificarea A pentru un etaj amplificator se poate scrie și sub forma $A = U_a/U_g$.

4.4. TETRODA ȘI PENTODA

4.4.1. **Tetroda.** Trioda prezintă o capacitate relativ mare C_{AG} între grilă și anod, de ordinul a $3 \div 10$ picofarazi. Condensatorul format de acești doi electrozi realizează o cale de impedanță mică $1/\omega C_{AG}$ între circuitul anodic și cel de grilă la amplificatoarele de tensiune.

Apare, astfel, o *reacție* nedorită a tensiunii alternative amplificate din circuitul comandat (cel anodic) asupra tensiunii aplicate în circuitul de comandă (cel de grilă), în sensul trecerii unei părți din tensiunea alternativă la bornele tubului u_a în circuitul de grilă.

Acest dezavantaj poate fi înlăturat prin ecranarea grilei față de anod cu ajutorul *grilei-ecran* G_2, formîndu-se astfel tubul cu patru electrozi-*tetroda* (fig. 4.26). Ecranul trebuie să aibă forma unei grile pentru a permite trecerea electronilor spre anod, dar pentru a realiza o bună ecranare, această grilă va fi mai deasă decît grila de comandă. Pentru a-și îndeplini rolul de ecran, grilei nou introduse i se aplică o tensiune continuă fixă, de regulă mai mică decît tensiunea continuă anodică U_A ($0{,}4 \div 0{,}7$ din aceasta), rezultînd un curent de ecran de intensitate I_{G_2} ce corespunde electronilor captați de acesta.

Principiul de funcționare a tetrodei va consta în faptul că grila ecran, împreună cu grila de comandă, ecranează catodul de cîmpul electric corespunzător tensiunii anodice și ca rezultat se mărește factorul de amplificare μ, iar capacitatea grilă-anod C_{AG} scade mult.

Ca exemplificare la cele afirmate, să considerăm o triodă cu $\mu = 20$ și $C_{AG} = 6$ pF. Să introducem între anod și grila de comandă o grilă ecran, care lasă să treacă printre spirele ei, mai dese decît la grila de comandă, numai 1/30 din liniile de cîmp ale cîmpului electric anodic. Numărul liniilor de cîmp anodic care ajung pînă la grila de comandă se va micșora de 30 de ori. Grila de comandă va lăsa să treacă numai 1/20 din liniile cîmpului electric anodic și, astfel, la catod vor ajunge numai 1/20 din 1/30 linii, adică 1/600 din liniile de cîmp anodic. Ca urmare, acțiunea tensiunii anodice este slăbită de 600 de ori și factorul de amplificare a tubului care, conform definiției, exprimă eficacitatea controlului grilelor asupra curentului anodic — va fi egal în acest caz cu 600. Astfel, introducerea grilei ecran a mărit de 30 de ori factorul de amplificare, iar capacitatea grilă-anod a scăzut de 30 de ori, fiind numai 0,2 pF.

Pentru a obține la triodă un factor de amplificare $\mu = 600$, trebuie ca grila să fie atît de deasă, încît să nu permită să treacă decît 1/600 din liniile de cîmp electric. Dar o grilă atît de deasă nu va lăsa să treacă nici curentul anodic. La tetrodă însă, grilele nu sînt prea dese și de aceea electronii pot trece ușor spre anod.

Metoda cea mai răspîndită pentru a obține tensiunea U_{G_2} pentru grila ecran constă în aplicarea tensiunii printr-un rezistor *reducător de tensiune* R_{G_2}, ca în figura 4.27, avînd rezistența cuprinsă între zeci și sute de kΩ. Curentul grilei-ecran, de intensitatea I_{G_2}, produce la bornele rezistorului R_{G_2} o cădere de tensiune $I_{G_2} R_{G_2}$, care scade din tensiunea electromotoare E_A a sursei anodice și astfel tensiunea aplicată grilei-ecran va fi egală cu:

$$U_{G_2} \approx E_A - I_{G_2}R_{G_2} - R_C I_{G_2}. \qquad (4.4.1)$$

Exemplu. Dacă se cunoaște intensitatea curentului grilei-ecran I_{G_2}, corespunzător regimului de funcționare a tubului (poate fi determinată din caracteristici sau tabele) se poate calcula rezistența rezistorului de reducere, R_{G_2}, cu formula care rezultă din (4.4.1) și considerînd că $R_C I_{G_2} \ll U_{G_2}$ avem:

$$R_{G_2} = \frac{E_A - U_{G_2}}{I_{G_2}}.$$

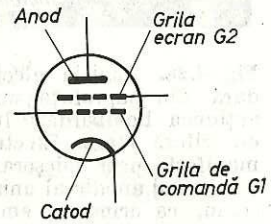


Fig. 4.26. Simbolul tubului tetrodă.

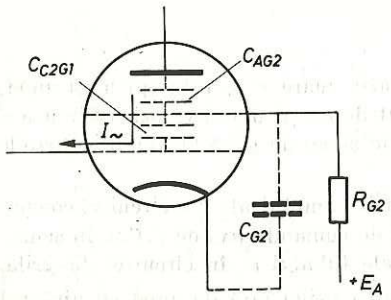


Fig. 4.27. Circuitul de aplicare a tensiunii pe grila-ecran la o tetrodă. Reacţia parazită în cazul lipsei condensatorului din circuitul grilei-ecran.

De exemplu, dacă $E_A = 180$ V, $U_{G_2} = 80$ V şi $I_{G_2} = 0{,}5$ mA, rezultă:

$$R_{G_2} = \frac{180 - 80}{0{,}0005} = 200\,000\ \Omega = 200\ \text{k}\Omega.$$

Pentru ca grila-ecran *G2* să înlăture în mod practic capacitatea parazită dintre anod şi grila de comandă *G1*, ea trebuie totdeauna să fie legată la catod printr-un condensator ($C_{G_2} \simeq 10$ nF), care să opună componentei alternative a curentului anodic i_a o reactanţă mică (fig. 4.27). Prin montarea condensatorului C_{G_2}, acest curent va trece prin condensatorul format de anod şi grila-ecran C_{AG_2}, prin condensatorul C_{G_2} şi va reintra în circuitul anodic. Se evită astfel reacţia parazită între circuitul anodic şi cel de grilă.

În afară de aceasta, condensatorul C_{G_2} îndeplineşte încă o funcţie. Cînd tetroda lucrează într-un etaj de amplificare, curentul grilei-ecran devine pulsatoriu, ca şi curentul anodic. Condensatorul C_{G_2} canalizează componenta alternativă a curentului grilei-ecran înapoi, spre catod. În felul acesta, tensiunea U_{G_2} rămîne constantă, ceea ce este important pentru o funcţionare corectă a tetrodei.

Efectul dinatron. Prezenţa ecranului la tetrodă produce unele efecte perturbatoare care fac utilizarea ei mai restrînsă. Tensiunea de ecran fiind fixă, într-o funcţionare normală a tubului este posibil ca tensiunea anodică pulsatorie cu amplitudini mari u_A să scadă, în unele momente, sub tensiunea de ecran U_{G_2}, ceea ce are ca urmare apariţia efectului *dinatron*, de variaţie anormală a intensităţii curentului anodic în funcţie de tensiunea anodică. Efectul se datorează emisiei secundare la anod produsă de electronii care lovesc anodul. În fenomenul emisiei secundare un singur electron primar poate smulge mai mulţi electroni secundari (fig. 4.28). Acest fenomen se observă la toate tuburile, cu excepţia diodelor şi triodelor în care electronii secundari au viteze foarte mici şi se întorc imediat

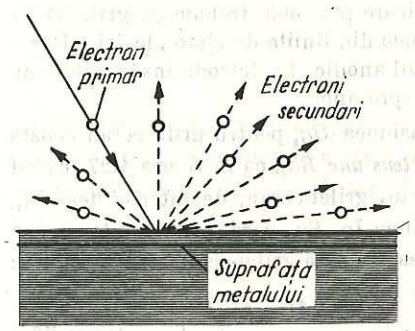


Fig. 4.28. Emisia electronică secundară din suprafaţa unui metal sub acţiunea bombardării lui cu electroni de viteză mare. Efectul dinatron se manifestă prin micşorarea intensităţii curentului anodic al unui tub cu grilă-ecran, ca urmare a emisiei secundare a anodului sub acţiunea bombardării lui de către electronii proveniţi de la catod.

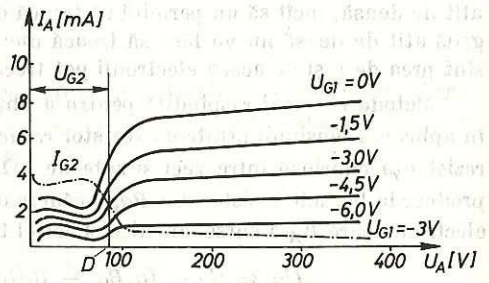


Fig. 4.29. Caracteristicile statice ale tetrodei. Datorită particularităţii caracteristicii-anodice, tetroda se foloseşte numai în cazurile cînd tensiunea anodică variază astfel încît ea va fi întotdeauna mai mare decît tensiunea de ecran, $u_A > U_{G_2}$. Tetroda se foloseşte mai ales ca oscilatoare.

spre anod, fiind atraşi de sarcina lui pozitivă. La tetrodă, electronii secundari emişi de anod sînt atraşi de ecranul mai pozitiv decît anodul, ceea ce are ca urmare o scădere anormală a intensităţii curentului anodic, curent util, şi creşterea intensităţii curentului de ecran, neutilizabil. În figura 4.29 sînt prezentate caracteristicile statice anodice $I_A = fU_A()$ ale unei tetrode. Domeniul utilizabil al caracteristicilor este de la punctul D spre dreapta. Pe aceste porţiuni rectilinii factorul de amplificare μ şi rezistenţa internă R_i sînt mari. La tetrode μ variază între 350 şi 650, iar R_i între 100 şi 600 kΩ; panta tetrodei este de acelaşi ordin de mărime ca şi panta triodei 1 ÷ 20 mA/V. Mărirea lui μ şi a lui R_i se datorează — deci — schimbării de structură internă a tubului, realizată între grila de comandă şi anod.

Folosirea mai largă a tubului cu ecran devine posibilă dacă se opreşte trecerea electronilor secundari de la anod la ecran cu ajutorul unei grile care să suprime efectul dinatron. Se realizează astfel tubul *pentodă*.

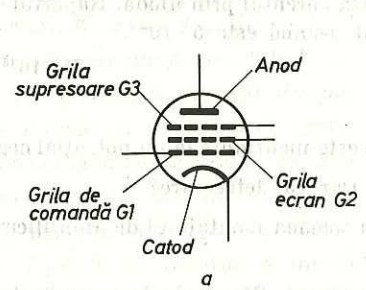
4.4.2. **Pentoda.** Tub foarte răspîndit în electronica cu tuburi cu vid actuală. La pentodă s-a introdus un nou electrod, grila supresoare (pe scurt, supresorul) între anod şi grila ecran (figura 4.30, *a*). Avînd un potenţial scăzut — de obicei este legată la catod, prin interiorul sau exteriorul tubului — grila supresoare exercită o forţă de respingere asupra electronilor emişi de anod prin emisie secundară, care nu mai pot ajunge la grila-ecran. Electronii care vin de la catod cu viteză mare trec nestingheriţi printre firele rare ale grilei supresoare. La pentodă capacitatea parazită anod-grilă de comandă este şi mai mică decît la tetrodă (0,2 ÷ 0,05 pF), de 0,01 ÷ 0,003 pF.

Caracteristicile pentodei diferă într-o oarecare măsură de cele ale triodei, datorită prezenţei grilei ecran care are un potenţial pozitiv ridicat. Datorită acestui fapt, intensitatea curentului anodic nu poate fi anulată prin reducerea tensiunii anodului, aşa cum se întîmplă la triodă. În general, la pentodă tensiunea anodică are o influenţă foarte redusă asupra intensităţii curentului anodic. Aceasta se datorează faptului că anodul este relativ departe de catod şi ecranat faţă de acesta de către cei trei electrozi intermediari: grila, ecranul şi supresorul.

În figura 4.30, *b* sînt reprezentate caracteristicile anodice ale unei pentode. Se observă că toate caracteristicile pornesc din origine. Porţiunea aproape rectilinie şi paralelă cu axa tensiunii anodice a caracteristicilor anodice indică influenţa foarte mică pe care o are tensiunea anodică asupra intensităţii curentului anodic. Funcţionarea pentodelor are loc aproape totdeauna în această regiune rectilinie a caracteristicilor.

Rezistenţa internă a pentodelor este foarte mare (50 kΩ ÷ 1 MΩ), iar factorul de amplificare este şi el mare, de ordinul sutelor sau miilor; în schimb, panta pentodelor este de acelaşi ordin de mărime ca şi cea a triodelor şi tetrodelor.

În figura 4.31 se prezintă schema unui montaj de amplificare *RC* cu pentodă cu alimentarea ecranului prin rezistor serie şi negativare automată. După cum se vede din figură, punctul legat la masă (şasiu) este, de asemenea, punct comun circuitului de intrare *1*, *1'*



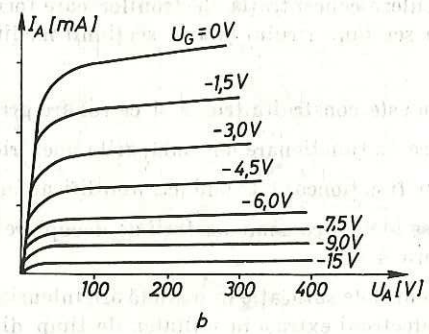


Fig. 4.30. *a)* Simbolul pentodei; *b)* caracteristicile anodice statice ale unei pentode.

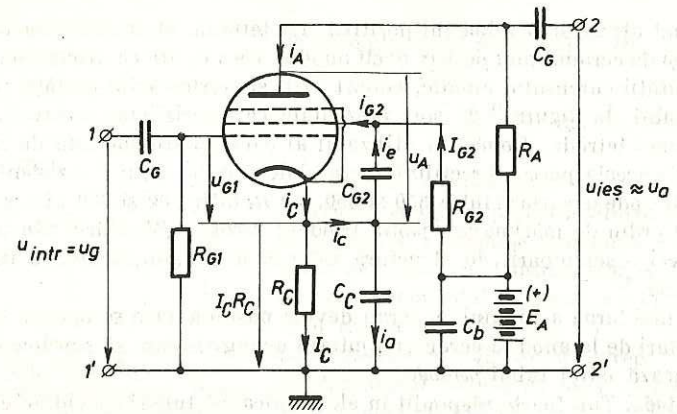


Fig. 4.31. Schema unui montaj de amplificare *RC* cu pentodă, cu alimentarea ecranului prin rezistor serie R_{G_2}. Condensatorul C_{G_2} decuplează ecranul la catod ($1/\omega\ C_{G_2} < R_{G_2}$).

și circuitului de ieșire 2, 2'. Această regulă este valabilă în toate cazurile curente, în care sursa de semnal și circuitul de utilizare care primește tensiunea de ieșire au cîte un punct de masă, care este în consecință punct comun.

Utilizarea pentodelor. Proprietățile favorabile ale pentodelor (capacitate mică între anod și grila de comandă, factor de amplificare mare, rezistență internă mare) au determinat utilizarea lor în numeroase montaje de putere mică și mijlocie; amplificatoare, oscilatoare, relee, stabilizatoare de tensiune, aparate de măsurat etc.

ÎNTREBĂRI. PROBLEME

1. Care sînt funcțiile dispozitivelor electronice?

2. Cîte regiuni distincte prezintă caracteristica curent-tensiune $I_A = f(U_A)$, $U_A > 0$, a unei diode cu vid și prin ce se caracterizează aceste regiuni?

3. Cum este construită dioda și ce funcție are?

4. De ce prin introducerea unei bobine de șoc în filtrul electric se atenuează ondulațiile tensiunii redresate?

5. Într-o diodă cu electrozi plani paraleli (figura 4.2), viteza medie a electronilor este de $3{,}5 \cdot 10^6$ m/s, iar în placa metalică din circuitul anodic este de 0,7 mm/s. Cunoscînd concentrația electronilor liberi dintr-un metal, aproximativ egală cu 10^{28} m^{-3}, să se calculeze concentrația electronilor care formează curentul prin diodă. Raportul dintre aria secțiunii firului și aria secțiunii medii catod-anod este $5 \cdot 10^{-4}$.

R: 10^{15} m^{-3}.

6. Cum este construită trioda și ce rol are grila?

7. De ce, în funcționare normală, grila unei triode este menținută la un potențial negativ?

8. Cum funcționează trioda ca amplificatoare? Dar ca detectoare?

9. Să se identifice condensatorii de decuplare din schema montajului de amplificare din figura 4.31.

10. Curentul de saturație la o diodă are intensitatea 20 mA. Să se calculeze numărul mediu de electroni extrași în unitatea de timp din catod ($e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C).

R: $12{,}5 \cdot 10^{16}$.

11. Tensiunea anodică aplicată unei diode este de 100 V, iar distanța dintre electrozi de 3 mm ($m_e = 9 \cdot 10^{-31}$ kg). Să se calculeze:
a) viteza cu care ajung electronii la anod presupunînd că viteza lor la catod este nulă;
b) timpul mediu de trecere a electronului de la catod la anod;
c) perveanța tubului, dacă intensitatea curentului anodic este de 10 mA.

R: 6 000 km/s; 1 ns; 10^{-5} A/V$^{3/2}$.

12. O dublă diodă ideală cu vid este conectată la secundarul unui transformator. Amplitudinea tensiunii la bornele secundarului este de 600 V, iar frecvența 50 Hz. În paralel cu rezistorul de sarcină, de rezistență 5 kΩ, se dispune un condensator de netezire. Capacitatea condensatorului are o asemenea valoare încît curentul prin circuitul de sarcină, de intensitate 30 mA, este practic constant. Să se calculeze intervalul de timp în care, în decursul unei perioade, curentul nu trece prin tub,

R: 6,6 ms.

13. Să se calculeze valoarea celui de-al treilea parametru al unei triode dacă ceilalți parametri au valorile 20 kΩ și, respectiv, 4 mA/V.

R: 80.

14. Un parametru al unei triode este 2,5 mA/V. Cu cîți miliamperi variază intensitatea curentului anodic al triodei, dacă tensiunea grilei variază de la −2 la 0 V?

R: 5 mA.

15. Variația intensității curentului anodic cu 2 mA într-o triodă se obține, fie variind tensiunea anodică cu 50 V, fie variind tensiunea grilei cu 1,25 V. Să se determine parametrii triodei.

R: 40; 25 kΩ; 1,6 mA/V.

16. Un amplificator este format din trei etaje: două etaje identice avînd fiecare o amplificare de 15, urmat de un etaj cu amplificarea egală cu 3. Cît este tensiunea de ieșire, dacă la intrarea amplificatorului se aplică o tensiune de 0,05 V.

R: 33,75 V.

17. În figura 4.20 sînt prezentate caracteristicile anodice ale uneia dintre cele două triode din dubla triodă *ECC* 40. Să se determine parametrii tubului, pe cale grafică, considerînd variația mărimilor definitorii în jurul punctului (mediu) de funcționare P_0.

R: 30; 2,5 mA/V; 12 kΩ.

18. În figura 4.32 se arată cum se determină punctul (mediu) de funcționare P_0 a unei triode într-un etaj de amplificare cu $R_A = 8$ kΩ, $E_A = 300$ V și $U_G = -4$ V. Dreapta care unește punctele $E_A = 300$ V și P_0 se numește *dreapta de sarcină* și se trasează grafic după cum urmează. Știind că unul din punctele dreptei de sarcină este acela în care $U_A = E_A = 300$ V și $I_A = 0$, se determină un al doilea punct al acestei drepte, punînd condiția ca întreaga tensiune de alimentare să cadă pe

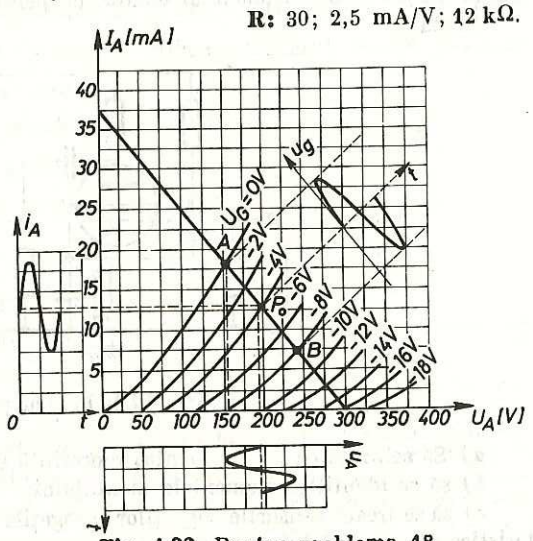


Fig. 4.32. Pentru problema 18.

rezistorul de sarcină și se află și intensitatea curentului anodic maxim:

$$I_A\Big|_{U_A=0} = \frac{E_A}{R_A} = \frac{300\ \text{V}}{8\,000\ \Omega} = 37{,}5\ \text{mA}.$$

Unind punctul $E_A = 300$ V cu punctul $I_A = 37{,}5$ mA, se obține *dreapta de sarcină*, care intersectează curba de $U_G = -4$ V în punctul P_0.

În *regim dinamic* tensiunea grilei nu mai rămîne constantă, ci variază, oscilînd în jurul negativării de repaus U_{G_0}. Presupunînd semnalul sinusoidal, suprapunerea lui peste tensiunea continuă U_{G_0} dă o tensiune rezultantă u_G care modifică intensitatea curentului anodic i_A în același ritm.

După cum știm, variațiile mărimilor u_G și i_A au loc în fază și, în cazul sarcinii rezistive i_A și u_A variază în antifază, variațiile lor fiind legate prin relația liniară $u_A = E_A - R_A i_A$ (s-au neglijat căderile de tensiune pe celelalte elemente ale circuitului anodic). Înseamnă că punctul instantaneu de funcționare $P(u_A, i_A)$ va parcurge în timpul procesului dreapta $u_A = E_A - R_A i_A$, care nu este alta decît dreapta de sarcină.

Deplasarea punctului de funcționare în lungul dreptei de sarcină este limitată de valorile extreme ale tensiunii de grilă, adică de punctele de intersecție A și B ale dreptei de sarcină cu cele două caracteristici statice, corespunzătoare celor două valori limită ale tensiunii de grilă. Segmentul AB se numește *caracteristica dinamică*. $AP_0 = BP_0$ și în fiecare perioadă a tensiunii de semnal punctul de funcționare instantaneu efectuează o dată parcursul $P_0 - A - P_0 - B - P_0$.

Să se determine pe figura ce reprezintă diagramele de funcționare ale amplificatorului cu triodă, valorile mărimilor I_{A_0}, U_{A_0}, U_g, I_a, U_a și A.

R: 13 mA; 195 V; 4 V; 5,5 mA; 45 V; 11,2.

19. Să se arate că, deoarece rezistența internă la pentode este foarte mare, expresia amplificării devine $A = SR_a$.

20. Pentru simplificarea desenării schemelor, de foarte multe ori în montajele electronice nu se reprezintă sursa de alimentare ca atare (sub forma unei baterii) ci se indică doar punctul la care se leagă una din borne (de exemplu $+E_A$) subînțelegîndu-se că cealaltă bornă (nenotată pe schemă) este legată la masă (șasiul). Ca exemplu, se prezintă în figura 4.33 schema unui montaj cu pentodă, desenată sub această formă simplificată.

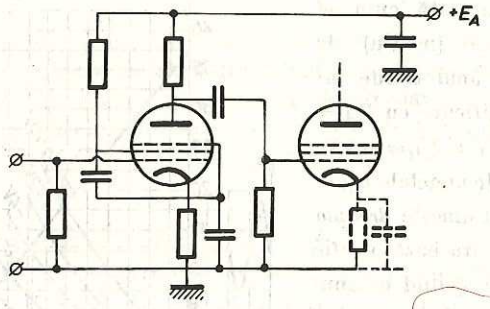


Fig. 4.33. Pentru problema 20.

a) Să se arate ce tip de montaj reprezintă schema din figura 4.33;
b) să se identifice elementele montajului;
c) să se treacă sensurile curenților și săgețile care indică tensiunile între cotele caracteristice ale montajului.

4.5. SEMICONDUCTOARE. PURTĂTORI DE SARCINĂ ÎN SEMICONDUCTOARE

4.5.1. Conductoare. Izolatoare. Semiconductoare. Din punctul de vedere al proprietății corpurilor solide de a fi străbătute de curent electric sub acțiunea unei tensiuni electrice continue aplicate din exterior, acestea se împart în trei mari categorii: conductoare (metalele), semiconductoare și izolatoare.

În unele corpuri solide, atomii se situează în vîrfurile unor corpuri geometrice regulate: cub, tetraedru, prismă etc. Se spune că atomii formează o rețea cristalină. Deoarece la metale, care sînt corpuri solide cristaline, electronii de valență ai atomilor sînt foarte slab legați de atomi, legăturile lor de menținere în cadrul atomilor sînt rupte și ei se deplasează liber. Așadar, în nodurile rețelei metalului se găsesc ioni pozitivi, printre care se mișcă *electronii liberi*, ce formează așa-numitul gaz electronic, denumire care provine din compararea comportării lor cu cea a moleculelor unui gaz. Electronii liberi interacționează cu ionii atomici pozitivi din nodurile rețelei realizînd „cimentarea" rețelei prin *legături metalice*, caracterizate prin forța de natură electrostatică. Concentrația electronilor liberi în metale este de ordinul 10^{28} m^{-3}, *concentrație care, practic, nu depinde de temperatură.* Rezistența electrică a metalelor este determinată de *frecvența ciocnirilor electronilor liberi cu ionii pozitivi din nodurile rețelei, ioni care se găsesc într-o permanentă vibrație în jurul unei poziții de echilibru.* Cu creșterea temperaturii amplitudinea vibrațiilor crește, ceea ce frînează mișcarea de ansamblu a electronilor liberi sub acțiunea unui cîmp electric exterior; *rezistența electrică a metalelor crește cu temperatura.*

Dacă metalele au o conductivitate foarte mare, $\sigma_m \in [10^6, 10^8]\ \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, ea este extrem de mică pentru izolatoare, $\sigma_i \in [10^{-22}, 10^{-12}]\ \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Electronii de valență ai atomilor care formează izolatoarele sînt foarte puternic legați de atomi. *Izolatoarele nu conduc curentul electric deoarece în interiorul lor, practic, nu există* ***purtători de sarcini electrice liberi.*** **Exemple de izolatoare: mica, materialele plastice, sticla, marmura, ceramica, hîrtia, cauciucul etc.**

Semiconductoarele sînt corpuri solide cu conductivitatea $\sigma_s \in [10^{-12}, 10^6]\ \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ cuprinsă între cea a metalelor și cea a izolatorilor. Ea crește puternic cu temperatura (fig. 4.34).

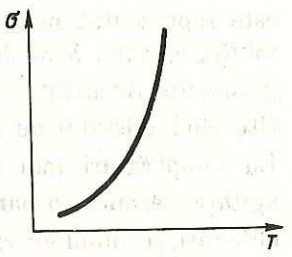


Fig. 4.34. Variația conductivității semiconductoarelor cu temperatura: la temperaturi foarte coborîte ele sînt izolatoare, iar la temperaturi ridicate pot deveni conductoare destul de bune.

În categoria semiconductorilor se află o mare varietate de substanțe: oxizi, compuși și unele elemente chimice ca germaniul, siliciul, seleniul etc.

Semiconductoarele cele mai folosite în dispozitivele electronice sînt cristalele elementelor tetrava-

lente Ge și Si și, în mai mică măsură, ale unor compuși intermetalici, îndeosebi GaAs (arseniura de galiu).

La semiconductoare electronii de valență sînt mai slab legați de atomi decît la izolatoare. Legăturile lor pot fi rupte dacă li se transmite suficientă energie și astfel devin electroni liberi. Energia minimă ΔW necesară pentru trecerea electronilor din starea de electroni legați de atomi în starea de electroni liberi se numește *energie de activare*. Energia de activare pentru semiconductoare este cuprinsă în intervalul 0,025÷3eV* și este o mărime caracteristică fiecărui semiconductor în parte; pentru germaniu $\Delta W = 0{,}72$ eV, pentru siliciu $\Delta W = 1{,}1$ eV etc. Pentru metale $\Delta W = 0$, iar pentru izolatori $\Delta W = 3 \div 10$ eV. Energia de activare la metale fiind nulă, la orice temperatură, numărul de purtători liberi este același; la izolatoare energia de activare fiind foarte mare, prin încălzire, practic nu apar purtători liberi.

Avînd valori mici, energia de activare poate fi transmisă electronilor de valență din semiconductor din energia de agitație termică a ionilor rețelei cristaline proprii. De aceea, spre deosebire de metale, cu creșterea temperaturii semiconductorului crește numărul electronilor ce devin liberi. La siliciul pur, de exemplu, concentrația electronilor liberi într-un m³ crește de la 10^{17} la temperatura camerei, la 10^{24} la temperatura de 700°C.

4.5.2. **Purtătorii de sarcină în semiconductoare. Semiconductoare intrinseci.** Specific semiconductoarelor este faptul că la conducție participă nu numai electronii liberi (electroni de conducție) ci și electronii de valență care au rămas legați de atomii din rețea. Pentru înțelegerea fenomenului conducției electrice la semiconductoare, să analizăm comportarea electronilor dintr-un cristal de germaniu. Atomul de germaniu are 4 electroni de valență. În rețeaua cristalului de germaniu fiecare atom este înconjurat echidistant de 4 atomi. Fiecare electron de valență al unui atom formează o pereche cu un electron de valență din atomul vecin, ei devenind comuni ambilor atomi. Un asemenea tip de legătură între atomi, prin *punerea în comun a electronilor de valență între atomi vecini, se numește legătură covalentă.* În figura 4.35, *a* este reprezentat modelul spațial al legăturilor unui atom de germaniu, iar în figura 4.35, *b* modelul în plan al legăturilor covalente dintre atomii de germaniu. Această stare a legăturilor corespunde temperaturilor foarte coborîte cînd cristalul de germaniu se comportă ca un izolant aproape perfect. La temperaturi mai înalte, datorită caracterului fluctuant al energiei de agitație termică, o parte din electronii care asigură legături covalente pot fi eliberați, primind energie egală cu energia de activare și devin electroni liberi. Acești electroni eliberați din atomii neutri lasă în locurile pe care le părăsesc „goluri", legături nesatisfăcute. Sub acțiunea unui cîmp electric exterior, electronii unor legături covalente ale atomilor vecini pot umple aceste „goluri",

* Energia unei particule este dată de obicei în electron-volți (eV); 1 eV reprezintă variația energiei unui electron care străbate o diferență de potențial acceleratoare egală cu un volt.

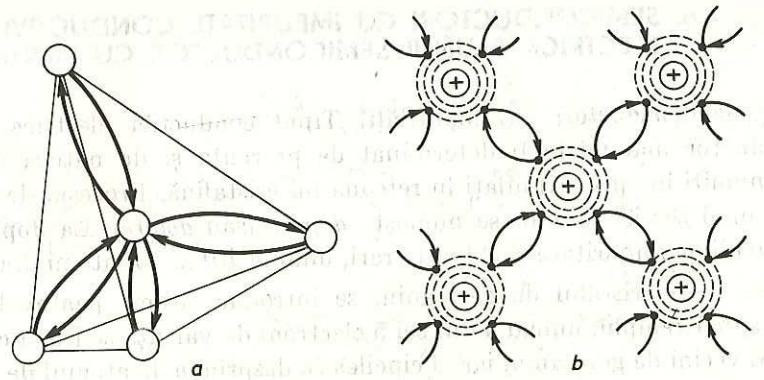


Fig. 4.35. *a)* Modelul spațial al legăturilor unui atom de germaniu pur; *b)* legăturile covalente ale cristalului de germaniu pur (reprezentare simbolică bidimensională a modelului spațial *(a)*.

lăsînd alte goluri în legătura covalentă a atomilor de la care au plecat. După apariția unui „gol", un electron dintr-un atom vecin îl umple, lăsînd în urma lui alt gol. Prin urmare, are loc o deplasare a electronului legat (de valență) într-un sens și a golului în sens contrar. Astfel, golurile se comportă ca niște particule fictive cu sarcină pozitivă $+e$ și masă m_p, care se deplasează prin cristal și contribuie, ca și electronii liberi, la conducția electrică.

De asemenea, mișcarea în cristal a electronilor eliberați din legăturile covalente se poate reprezenta printr-o mișcare clasică (supusă legilor mecanicii newtoniene) sub acțiunea forțelor externe (datorate unor cîmpuri electrice exterioare) a unei particule fictive numită electron de conducție, avînd sarcina $-e$ și o masă m_n. Se include în m_n efectul cîmpului electric periodic datorat ionilor rețelei cristalului, electronul fiind supus doar forțelor externe, macroscopice.

Deci, *în semiconductoare participă la conducție două feluri de purtători de sarcină mobili: electronii (negativi) și golurile (pozitive).*

Într-un semiconductor pur (fără impurități) la echilibrul termic*, purtătorii mobili apar numai datorită generării termice a perechilor electron-gol, astfel încît vor rezulta tot atîția electroni de conducție cîte goluri. Semiconductorul în care concentrația de electroni este egală cu cea de goluri se numește *semiconductor intrinsec*, iar concentrația respectivă n_i, concentrație intrinsecă:

$$n_0 = p_0 = n_i,$$

unde n_0 și p_0 reprezintă concentrațiile de electroni, respectiv de goluri, în semiconductorul pur la echilibru termic. Pentru o temperatură dată, n_0 și p_0 sînt mărimi constante care depind de natura semiconductorului pur.

* Definit în clasa a X-a.

4.6. SEMICONDUCTORI CU IMPURITĂȚI. CONDUCTIVITATEA ELECTRICĂ A UNUI SEMICONDUCTOR CU IMPURITĂȚI

4.6.1. **Semiconductori cu impurități.** Tipul conducției electrice într-un semiconductor mai poate fi determinat de prezența și de natura atomilor străini (numiți impurități) aflați în rețeaua lui cristalină. Procesul de impurificare a unui semiconductor se numește *dopare* (sau *dotare*). La dopări normale, atomii de impuritate sînt foarte rari, unul la 10^4 ... 10^7 atomi din cristal.

a) Dacă, în cristalul de germaniu, se introduc atomi pentavalenți de arseniu, spre exemplu, numai 4 din cei 5 electroni de valență se leagă covalent cu atomii vecini de germaniu, iar al cincilea se desprinde de atomul de impuritate și devine liber (fig. 4.36). Pentru ca el să devină electron de conducție este suficientă o energie în jur de 0,01 eV la Ge respectiv 0,05 eV la Si, capabilă să-l despartă de atom. (La temperatura camerei, practic toți acești „ai 5-lea" electroni devin electroni de conducție, cîte unul de fiecare atom de impuritate.) Electronul cedat nu lasă o legătură nesatisfăcută; atomul de As devine ion pozitiv. (Să observăm că impuritățile care au cedat electroni de conducție reprezintă purtători de sarcini imobili!) Impuritățile pentavalente creează deci, în rețeaua cristalină a germaniului un singur fel de purtători mobili de sarcină: electroni. Impuritățile care permit astfel de cedări de electroni liberi se numesc *donori*, iar semiconductorul cu atomi de impuritate donori se numește *semiconductor extrinsec de tip n (negativ)*.

În semiconductorul extrinsec de tip n, n_{n0} reprezintă concentrația totală de electroni liberi la echilibru termic proveniți atît de la atomii de impuritate, cît și datorită agitației termice a rețelei, care generează perechi electron-gol. În acest caz $n_{n0} \gg p_0$ și semiconductorul are conductivitatea electrică mult mai mare decît conductivitatea aceluiași semiconductor în stare pură. Deoarece conducția în acest caz se face în principal cu electroni, ea se numește *conducție de tip n*. În semiconductorul de tip n electronii sînt *purtătorii majoritari*, iar golurile *purtătorii minoritari*. Un exemplu: la temperatura de 20°C, germaniul pur are conductivitatea $\sigma = 2{,}2\ \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$, iar germaniul de tip n are conductivitatea $\sigma = 10^2\ \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$. Conductivitatea semiconductorului este cu atît mai mare cu cît concentrația purtătorilor de sarcină liberi este mai mare.

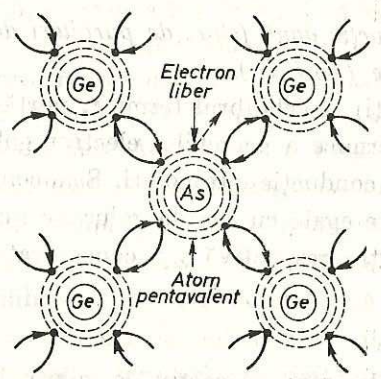


Fig. 4.36. Legăturile covalente în cristalul de germaniu, în care un atom de germaniu a fost înlocuit cu un atom de impuritate pentavalent (arseniu).

b) În cristalul de germaniu, se pot introduce impurități formate din atomi trivalenți (indiu, galiu, bor, aluminiu). Și în acest caz atomii de impuritate vor ocupa în rețea locul unor atomi de germaniu, avînd

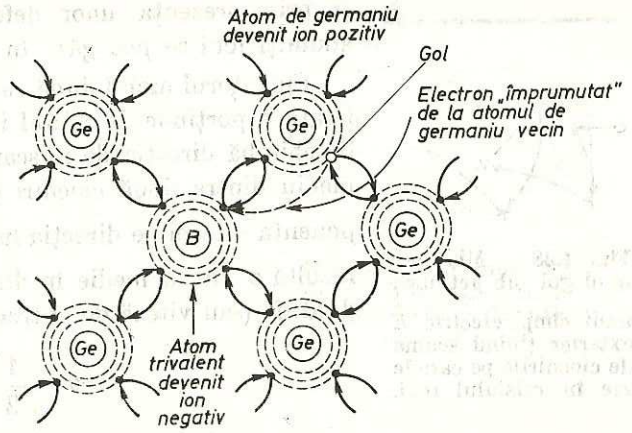


Fig. 4.37. Formarea golurilor în cristalul de germaniu extrinsec dotat cu (atomi de) bor.

însă fiecare cîte o legătură covalentă nesatisfăcută. Atomului trivalent de bor — spre exemplu, îi lipsește un electron de legătură (fig. 4.37). Atomul de bor poate accepta un electron provenind de la o legătură Ge — Ge a unui atom vecin. Apare un gol care tinde să se completeze prin atragerea unui electron de valență de la un alt atom de germaniu vecin. Astfel, în rețeaua semiconductorului se formează un număr de goluri egal cu numărul atomilor de impuritate. Atomii de impuritate devin ioni negativi (purtători de sarcină imobili!) și poartă denumirea de *acceptori*. Purtătorii de sarcină mobili majoritari sînt în acest caz golurile, iar purtătorii mobili de sarcină minoritari sînt electronii liberi proveniți din generarea de perechi electron-gol, pe seama fluctuației energiei de agitație termică a rețelei. Deci $n_{p0} \gg n_0$ și *conducția* este *de tip p*.

4.6.2. **Formula conductivității electrice a unui semiconductor cu impurități.** Pentru a afla conductivitatea unui semiconductor trebuie determinată densitatea de curent (intensitatea de curent raportată la unitatea de arie a secțiunii semiconductorului, orientată în sensul deplasării golurilor) care rezultă în semiconductor datorită deplasării purtătorilor mobili sub acțiunea unui cîmp electric extern de intensitate $\vec{E}$.

Într-un cristal cu rețeaua perfect periodică (cristal ideal), purtătorii caracterizați de masa lor se supun legilor mecanicii clasice. Sub acțiunea cîmpului electric, ei capătă, deci, o mișcare uniform variată caracterizată prin accelerațiile:

$$\vec{a}_n = -\frac{e\vec{E}}{m_n};\quad \vec{a}_p = \frac{e\vec{E}}{m_p}. \tag{4.6.1}$$

Cristalul real nu este perfect periodic datorită mai multor cauze dintre care cele mai importante sînt:

a) vibrațiile termice ale ionilor față de pozițiile lor de echilibru din nodurile rețelei (mișcarea ionilor produce modificări ale cîmpului electric care influențează starea electronilor de conducție);

b) perturbarea cîmpului electric periodic al rețelei cristalului de semiconductor prin înlocuirea unor ioni din rețeaua de bază cu ioni de impurități

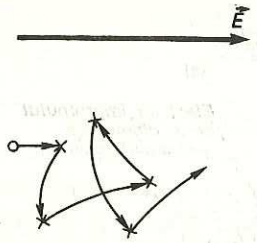


Fig. 4.38. Mișcarea unui gol sub acțiunea unui cîmp electric $\vec{E}$ exterior ținînd seama de ciocnirile pe care le are în cristalul real.

și prin prezența unor defecte de structură; astfel, anumiți ioni se pot găsi în intervalele dintre noduri.

Purtătorul mobil după ce străbate cu mișcare accelerată o porțiune de cristal ideal suferă o ciocnire care îi schimbă direcția de mișcare (fig. 4.38). Dacă timpul mediu dintre două ciocniri este t_c, timp în care componenta vitezei pe direcția lui $\vec{E}$ crește de la zero la $\vec{a}t_c$, rezultă o viteză medie în direcția lui $\vec{E}$, numită viteză de drift (sau viteză de antrenare):

$$\vec{v} = \frac{1}{2}\,\vec{a}t_c.$$

Mișcarea purtătorilor rămîne o mișcare de agitație termică, dar cu o componentă dirijată de cîmpul electric, adică o mișcare de ansamblu caracterizată de o viteză medie proporțională cu intensitatea cîmpului electric. Considerînd relațiile (4.6.1.), vitezele medii ale celor două tipuri de purtători au expresiile:

$$\vec{v}_n = -\frac{et_c}{2m_n}\,\vec{E} = -\mu_n\vec{E};\ \vec{v}_p = \frac{et_c}{2m_p}\,\vec{E} = \mu_p\vec{E}. \qquad (4.6.2)$$

Factorul de proporționalitate μ se numește *mobilitate*, se măsoară în m^2/Vs și are o valoare constantă dacă t_c este independent de E, condiție îndeplinită atîta timp cît valorile vitezei de drift sînt mai mici decît cele ale vitezei termice (de ordinul a 10^5 m/s în Si la 300 K).

Mobilitatea are valori diferite de la un semiconductor la altul și depinde de tipul de purtător mobil (electron sau gol), de temperatură și de concentrația de impurități.

Mișcarea purtătorilor în cristalul real, comparativ cu mișcarea lor în cristalul ideal, este analogă cu deosebirea dintre mișcarea într-un mediu vîscos și mișcarea în vid. Cînd crește T, crește viteza mișcării de agitație termică, cristalul devine mai „vîscos".

Deplasarea electronilor și a golurilor cu vitezele medii (4.6.2) corespunde unor curenți cu densitățile $\vec{j}_n$ și $\vec{j}_p$ ($\vec{j}$ este densitatea de curent, $j = I/S$) în sensul mișcării golurilor (care au sarcină pozitivă, $+e$) și în sens opus mișcării electronilor, adică ambele în sensul lui $\vec{E}$ (fig. 4.39). Dacă p goluri în unitatea de volum se deplasează cu viteza v_n, atunci într-o secțiune S perpendiculară pe v_p vor trece în intervalul de timp Δt golurile din volumul $v_pS\Delta t$ (fig. 4.40), adică $pv_pS\Delta t$ goluri avînd sarcina $epv_pS\Delta t$. Dacă această sarcină trece în Δt prin S, atunci în unitatea de timp, prin unitatea de arie va trece sarcina:

$$\frac{epv_pS\Delta t}{S\Delta t} = epv_p,$$

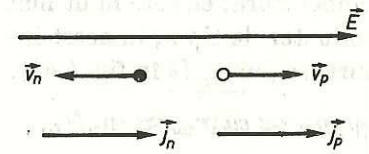


Fig. 4.39. Sensurile de deplasare a purtătorilor de sarcină mobili sub acțiunea cîmpului electric exterior $\vec{E}$ și ale densităților de curent corespunzătoare.

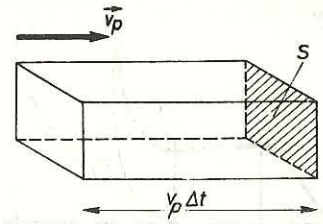


Fig. 4.40. Volumul cuprinzînd golurile care trec în intervalul de timp Δt prin suprafața S.

rezultat care exprimă tocmai densitatea de curent:

$$\vec{j}_p = ep\vec{v}_p.$$

La mișcarea electronilor va corespunde — analog — o densitate de curent de electroni:

$$\vec{j}_n = -en\vec{v}_n.$$

Densitatea de curent datorită ambelor tipuri de purtători va fi:

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = ep\vec{v}_p - en\vec{v}_n = ep\mu_p\vec{E} - en(-\mu_n\vec{E}) = e(p\mu_p + n\mu_n)\,\vec{E}. \qquad (4.6.3)$$

Mărimea σ care are expresia:

$$\boxed{\sigma = e(p\mu_p + n\mu_n)} \qquad (4.6.4)$$

se numește *conductivitatea semiconductorului.*

Expresia (4.6.3) se poate scrie sub forma:

$$\boxed{\vec{j} = \sigma\vec{E}}, \qquad (4.6.5)$$

relația care reprezintă legea lui Ohm pentru un semiconductor (în care mobilitatea este independentă de intensitatea cîmpului), exprimată prin mărimile vectoriale $\vec{j}$ și $\vec{E}$. (Într-adevăr, punînd $j = I/S$, $\sigma = 1/\rho$ și $E = U/l$ și înlocuind în (4.6.5) se obține $U = RI$, relație ce reprezintă forma cunoscută a legii lui Ohm pentru o porțiune de circuit.)

4.6.3. **Variația cu temperatura a conductivității unui semiconductor cu impurități.** În figura 4.41 se reprezintă variația tipică a conductivității unui semiconductor cu impurități în funcție de temperatură. În regiunea I, σ crește cu T pe măsură ce crește numărul purtătorilor pe seama ionizării impurităților. După ce, practic, toate aceste impurități sînt ionizate și pînă cînd n_i, concentrația purtătorilor generați termic, rămîne neglijabilă față de concentrația lor, concentrația de purtători majoritari este aproximativ

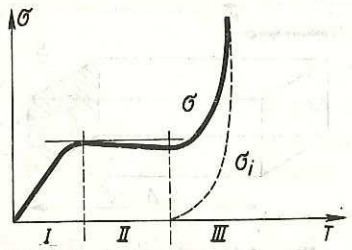


Fig. 4.41. Variația tipică a conductivității σ_i a unui semiconductor extrinsec în funcție de temperatură. Comparație cu conductivitatea σ_i a unui semiconductor intrinsec.

egală cu concentrația de impurități și deci, independentă de temperatură; ea este mult mai mare la un semiconductor de tip n, în acest interval de temperaturi (regiunea II în fig. 4.41):

$$\sigma_n = e\mu_n n_{n0} + e\mu_p p_{n0} \approx e\mu_n n_{n0} \approx e\mu_n N_D,$$

unde n_{n0} și p_{n0} reprezintă concentrația de electroni și de goluri la un semiconductor de tip n la echilibru termic (indicele zero), cînd rămîn constante, iar N_D concentrația de impurități donoare, σ_n scade cînd crește T, la fel de încet cum scade mobilitatea purtătorilor majoritari. La temperaturi foarte mari (regiunea III în fig. 4.41), concentrațiile de purtători cresc din nou datorită generării de perechi electron-gol; pe măsură ce n_i depășește pe N_D, semiconductorul tinde să se comporte ca un semiconductor intrinsesc. Este interesant de remarcat că, în domeniul uzual de temperaturi, semiconductorul cu impurități prezintă un coeficient de temperatură al rezistivității pozitiv (ca metalele) — de o valoare mult mai mică însă decît coeficientul de temperatură al semiconductorului intrinsec.

4.6.4. **Termistorul.** Din formula conductivității unui semiconductor cu impurități (4.6.4):

$$\sigma = e(p\mu_p + n\mu_n),$$

rezultă pentru un semiconductor intrinsesc $p = n = n_i$ o rezistivitate:

$$\rho_i = \frac{1}{e(\mu_n + \mu_p)n_i} \qquad (4.6.6)$$

Acesta admite un coeficient de temperatură negativ, $\frac{1}{\rho_{0i}} \frac{\Delta\rho_i}{\Delta T} < 0$, deoarece n_i crește rapid cu temperatura, deci mult mai repede decît scad μ_n și μ_p.

Termistorul este un dispozitiv care folosește scăderea cu temperatura a rezistivității unui semiconductor intrinsec, așa cum rezultă din relația (4.6.6). La aplicarea unei tensiuni, va trece un curent, deci se va disipa puterea care încălzește dispozitivul producînd micșorarea rezistenței sale. Dispozitivul se realizează din materiale semiconductoare la care rezistivitatea scade repede cu temperatura: oxid de mangan, oxid de zinc, oxid de cupru etc.

În figura 4.42, *a* este arătat simbolul termistorului, în figura 4.42, *b* caracteristica sa statică iar în figura 4.42, *c* variația cu temperatura a rezistenței în curent continuu a dispozitivului. Fiind un dispozitiv omogen, termistorul conduce în ambele sensuri, caracteristica I, U este simetrică față de origine. El are deci o conducție neliniară fără a fi și unidirecțională. Funcționarea termistorului e afectată de o inerție termică.

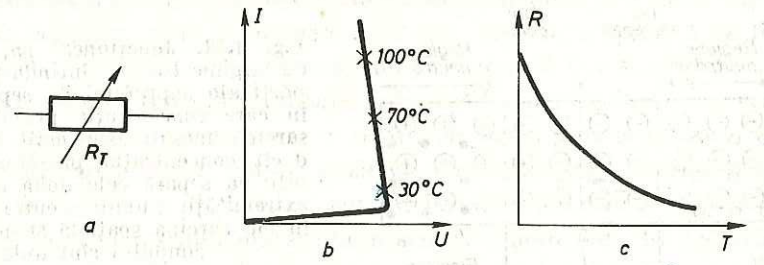


Fig. 4.42. Termistorul: *a)* simbolul; *b)* caracteristica statică cu indicarea temperaturii în cîteva puncte; *c)* variația rezistenței în curent continuu în funcție de temperatură.

Termistorul este folosit ca: stabilizator de tensiune (U la bornele termistorului rămîne constantă pentru un interval larg de valori ale intensității curentului care îl parcurge, așa cum rezultă din fig. 4.42, *b*), releu de întîrziere (datorită inerției termice), termometru și — uneori — pentru stabilirea punctului static de funcționare a tranzistorului.

4.7. JONCȚIUNEA PN. DIODA SEMICONDUCTOARE

4.7.1. **Proprietățile joncțiunii pn.** Prin joncțiune se înțelege o regiune foarte îngustă dintr-un solid în care se schimbă conducția electrică de la un tip la altul, cînd se trece de la o extremitate a ei la cealaltă. Joncțiunea *pn* se realizează prin crearea într-un cristal semiconductor, prin procedeul de difuzie la temperaturi înalte a unor impurități (atomi străini), a unei regiuni de tip n, continuată cu o regiune de tip p. Lărgimea l a joncțiunii *pn* este de ordinul $l = 10^{-4} \div 10^{-5}$ cm. Electronii liberi — purtătorii majoritari din regiunea n — datorită diferenței de concentrație, vor difuza în regiunea p tinzînd să uniformizeze concentrația lor în întregul volum al semiconductorului. Din același motiv golurile vor difuza în regiunea n. Electronii ajunși în partea p a joncțiunii *neutralizează* printr-un proces numit *recombinare* — prin care dintr-un electron liber și un gol se reface o legătură chimioă — o parte din golurile care circulă în acea regiune. Sarcinile negative ale ionilor negativi acceptori nu mai sînt compensate de golurile rămase și astfel apare o sarcină spațială negativă. Printr-un proces asemănător în partea n a joncțiunii va apărea o sarcină spațială pozitivă datorită ionilor pozitivi. Difuzia purtătorilor de sarcină este însă limitată. În joncțiune, sărăcită de purtători de sarcină mobili, apare un cîmp electric intens (fig. 4.43), orientat de la n la p. Acest cîmp se opune trecerii în continuare a purtătorilor majoritari dintr-o regiune în alta, reușind să treacă *numai* aceia care au o energie egală sau mai mare decît energia necesară pentru a învinge *bariera datorită diferenței de potențial* U_0 corespunzînd cîmpului electric din joncțiune, de ordinul zecimilor de volt. Cîmpul electric din joncțiune favorizează în schimb, trecerea purtătorilor minoritari din regiunea n, golurile, în regiunea p și a elec-

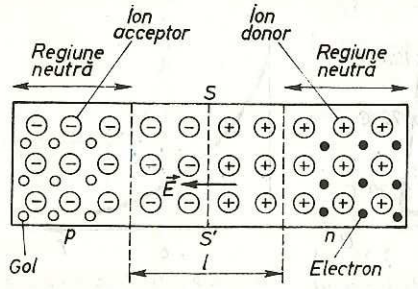


Fig. 4.43. Joncțiunea *pn*, regiunea de lărgime *l* ce se întinde pe ambele părți ale suprafeței de separare *SS'* în care concentrația purtătorilor de sarcină mobili este mult mai mică decît concentrația purtătorilor imobili; ea separă cele două regiuni de extremități, numite neutre deoarece în ele sarcina spațială și intensitatea cîmpului sînt nule.

tronilor din regiunea *p*, în regiunea *n*. La echilibru, intensitatea curentului total prin joncțiune determinat de trecerea purtătorilor majoritari și minoritari dintr-o regiune în alta este zero.

Dacă se notează cu I_d intensitatea curentului format de purtătorii majoritari care trec prin barieră, numit și curent direct (sau de difuzie) și cu I_0 intensitatea curentului prin barieră creat de purtătorii minoritari (numit curent de cîmp), echilibrul (dinamic), pentru o temperatură dată a semiconductorului, se exprimă prin relația $I_d - I_0 = 0$. Pentru semiconductorul de Ge cu joncțiune *pn*, I_0 este de ordinul a cîtorva microamperi.

În concluzie, în joncțiunea *pn*, unde densitatea purtătorilor mobili de sarcină este mult mai mică decît densitatea purtătorilor imobili (ioni donori și acceptori), are loc o abatere de la neutralitate, caracterizată printr-un „strat de baraj" cu cîmp electric intens, care se opune deplasării purtătorilor mobili majoritari dintr-o regiune de un tip de conducție în alta.

4.7.2. **Dioda semiconductoare.** Dacă semiconductorului cu joncțiune *pn* i se aplică o tensiune U_a, conectînd borna plus a unei surse de tensiune continuă în regiunea *p* și borna minus la regiunea *n* (conectare denumită *polarizare directă*), diferența de potențial dintre regiunile *p* și *n* scade de la U_0 la $U_0 - U_a$ (fig. 4.44). Corespunzător, cîmpul electric în stratul de baraj își micșorează intensitatea.

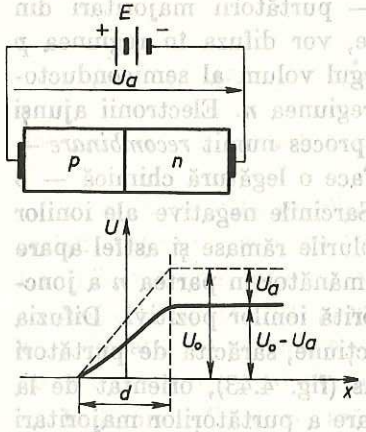


Fig. 4.44. Polarizarea directă a joncțiunii *pn* (borna plus a sursei legată la electrodul de contact cu regiunea *p*, iar borna minus legată la electrodul de contact cu joncțiunea *n* a diodei semiconductoare).

În aceste condiții, electronii din regiunea *n* și golurile din regiunea *p*, adică purtătorii majoritari, nu mai pot rămîne în echilibru. Purtătorii majoritari înaintează spre joncțiune și pătrund în regiunea vecină la o distanță de aproximativ 10^{-2} cm, numită *lungime de difuzie L*, după care are loc — parțial — un intens proces de recombinare, iar restul de purtători merg spre electrozii sursei de tensiune. Purtătorii care dispar sînt primiți ulterior încontinuu de la sursa de tensiune, care alimentează în permanență regiunea *n* cu *electroni* și regiunea *p* cu *goluri*.

Intensitatea curentului purtătorilor minoritari prin joncțiune (I_0) aproape nu se va schimba, pînă în momentul în care tensiunea aplicată va fi atît de mare încît cîmpul ei va compensa complet cîmpul din stratul de baraj. În acest caz, cîmpul tensiunii aplicate mărește numărul golurilor în regiunea *p* și al electronilor în regiunea *n* spre stratul de baraj pînă la compensarea completă a sarcinii totale a ionilor pozitivi și negativi care formau acest strat. Stratul de baraj va dispărea și conductivitatea joncțiunii crește, devenind egală cu aceea a restului materialului semiconductorului. În această situație rezistența semiconductorului și rezistența circuitului exterior vor determina valoarea intensității curentului prin semiconductorul cu joncțiune.

Așadar, cînd crește tensiunea directă aplicată U_a, crește și numărul purtătorilor majoritari ce trec prin joncțiune, deci și intensitatea curentului electric.

Căderea de tensiune în conducție directă pe diodele de Ge este în general cuprinsă între 0,1 și 0,3 V, pe cînd la diodele de Si ea este cuprinsă între 0,6 și 0,8 V.

Dacă tensiunea U_a aplicată are polaritate inversă (polarizare inversă), diferența de potențial dintre regiunile *p* și *n* crește la $U_0 + U_a$ (fig. 4.45). Cîmpul electric în stratul de baraj fiind mai intens, micșorează foarte mult numărul purtătorilor majoritari de sarcină care străbat joncțiunea. Intensitatea curentului creat de purtătorii majoritari devine neglijabilă față de intensitatea curentului datorat purtătorilor minoritari (I_0) generați termic în regiunile neutre, care difuzează către joncțiune unde sînt apoi preluați de către cîmpul electric de acolo. Curentul rezultat prin circuit va avea intensitatea mult mai mică și un sens invers față de curentul din cazul polarizării

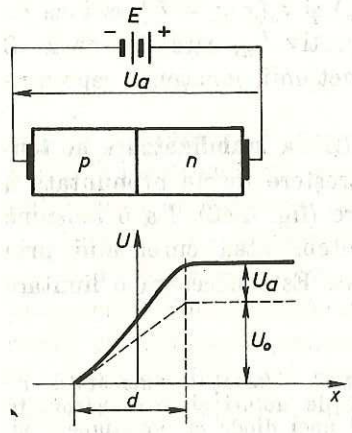


Fig. 4.45. Polarizarea inversă a joncțiunii *pn*.

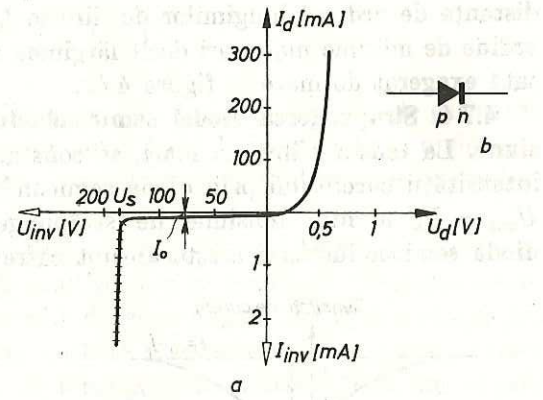


Fig. 4.46: *a)* Caracteristica curent-tensiune a unei diode semiconductoare cu germaniu (în conducție directă și în conducție inversă; au fost folosite scări diferite); *b)* simbolul diodei semiconductoare.

directe. În figura 4.46, *a* este reprezentată caracteristica curent-tensiune a unui semiconductor cu joncțiune cu germaniu.

O mărime caracteristică a semiconductorului cu joncțiune *pn*, denumit în teoria dispozitivelor electronice *diodă semiconductoare*, este rezistența internă:

$$R_i = \frac{\Delta U}{\Delta I}.$$

R_i are o valoare foarte mare ($10^4 \div 10^5\ \Omega$), cînd dioda este polarizată invers, și o valoare mult mai mică ($\approx 10\ \Omega$), atunci cînd este polarizată direct. Rezultă că dioda semiconductoare posedă proprietatea de conducție unidirecțională, ceea ce permite folosirea ei și pentru transformarea curentului alternativ în curent continuu.

4.7.3. **Dioda semiconductoare cu joncțiune nesimetrică.** Prin dotarea uniformă cu concentrații diferite a celor două regiuni p și n ale diodei joncțiunea devine nesimetrică.

Într-adevăr, pentru joncțiune există relația:

$$eN_A l_p = eN_D l_n, \tag{4.7.1}$$

care exprimă egalitatea dintre sarcina negativă din porțiunea $x \in (-l_p, 0)$ și cea pozitivă din porțiunea $x \in (0, l_n)$ (fig. 4.47) ale joncțiunii pn de lărgime $l = l_p + l_n$, egalitate cerută de neutralitatea globală a semiconductorului. Dacă, de exemplu, $N_A > N_D$, din relația (4.7.1) rezultă că $l_n > l_p$, adică joncțiunea pătrunde mai mult în regiunea mai slab dopată a diodei, pătrunderea fiind invers proporțională cu concentrația de impurități.

În figura 4.47 se reprezintă variațiile densității de curent de goluri și de electroni în lungul unei diode cu joncțiune nesimetrică ($N_A > N_D$) polarizată direct. Scăderea exponențială a lui $j_p(x > l_n)$ și $j_n(x < -l_p)$ se face pe distanțe de ordinul lungimilor de difuzie L_p respectiv L_n, care sînt cu 2—3 ordine de mărime mai mari decît lărgimea l a joncțiunii, joncțiune reprezentată exagerat de mare în figura 4.47.

4.7.4. **Străpungerea diodei semiconductoare. Dioda stabilizatoare de tensiune.** La tensiuni inverse mari, se constată o creștere foarte pronunțată a intensității curentului prin dioda semiconductoare (fig. 4.46). La o tensiune $U_{inv} = U_s$ numită tensiune de străpungere, intensitatea curentului prin dioda semiconductoare crește abrupt către infinit. Este necesară o limitare

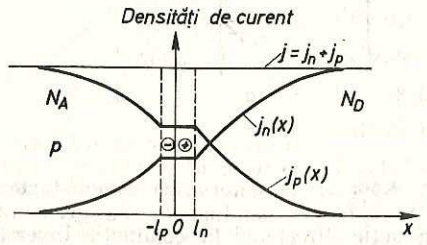


Fig. 4.47. Variațiile densității de curent de goluri și de electroni în lungul unei diode cu joncțiune nesimetrică ($N_A > N_D$) polarizată direct (cu neconsiderarea recombinărilor din joncțiune, valabilă la tensiuni directe mari).

a intensității de către rezistorii din circuit, pentru a nu depăși o valoare a intensității la care dioda s-ar distruge datorită încălzirii excesive. Fenomenul de străpungere constituie o limitare pentru tensiunile inverse pînă la care pot fi folosite diodele în aplicațiile bazate pe conducția ei unilaterală (în redresare, de exemplu). Fenomenul devine util în acele circuite în care se cere păstrarea unei tensiuni constante la variații în limite largi ale intensității curentului (stabilizatoare de tensiune), fără depășirea unor intensități de curent care ar duce la supraîncălzirea diodei.

Mecanismele care pot provoca o străpungere abruptă, cu saturație de tensiune sînt efectul Zener și efectul de multiplicare în avalanșă a purtătorilor de sarcină mobili datorită ionizărilor prin ciocniri.

Ambele efecte se datoresc creșterii intensității cîmpului electric în joncțiunea diodei.

Efectul Zener constă în ruperea unor legături covalente dintre atomii rețelei cristaline datorită unui cîmp electric foarte intens, în interiorul semiconductorului generîndu-se astfel perechi electron-gol, fenomen ce conduce la străpungerea diodei.

În marea majoritate a cazurilor, străpungerea diodei semiconductoare se datorește celuilalt efect, al multiplicării în avalanșă. Sub acțiunea cîmpului electric intens purtătorii mobili sînt accelerați pînă la valori ale energiei cinetice suficient de mari pentru a rupe legături covalente, ceea ce generează noi purtători mobili. Aceștia dau un curent numit de generare, de intensitate I_G, care se adaugă curentului de intensitate I_0 în conducție inversă, astfel încît intensitatea curentului prin diodă este

$$I = -M(I_0 + I_G).$$

Aici M este factorul de multiplicare dat de relația empirică:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_a}{U_s}\right)^n},$$

unde n este cuprins între 3 și 7. (De exemplu, în cazul diodelor de germaniu $n = 3$ la joncțiunea p^+n și este cuprins între 4 și 7 la joncțiuni pn^+ unde semnul $+$ arată gradul sporit de dopare a uneia dintre regiunile neutre ale diodei.)

Condiția de străpungere a joncțiunii este $M \to \infty$.

Ca diode stabilizatoare de tensiune vor fi preferate diodele la care străpungerea se datorește efectului de multiplicare în avalanșă. Creșterea intensității curentului în preajma tensiunii de străpungere datorită multiplicării în avalanșă se face mult mai abrupt decît în cazul unei străpungeri prin efect Zener. U_s la diodele stabilizatoare de tensiune este cuprinsă între 6 V și sute de volți. De remarcat că diodele stabilizatoare de tensiune se numesc impropriu diode Zener, deoarece nu efectul Zener caracterizează funcționarea lor.

Trebuie subliniat că atîta vreme cît nu intervin efectele termice distructive, caracteristicile curent-tensiune ale diodelor stabilizatoare de tensiune sînt reversibile și reproductibile.

4.8. REDRESAREA CU DIODE SEMICONDUCTOARE

După cum știm, un montaj care, fiind alimentat cu o tensiune alternativă, dă la ieșire o tensiune continuă se numește redresor.

În mod obișnuit un redresor cu dispozitiv semiconductor este compus din: *elementul redresor* (dioda semiconductoare) și *sursa de curent alternativ* (rețea de alimentare cu energie electrică sau transformator).

Redresarea mono- și bialternanță a fost prezentată la studiul diodei cu vid. Prin înlocuirea simbolului diodei cu vid cu cel al diodei semiconductoare în schemele montajelor de redresare din figurile 4.10, 4.13, *a* și 4.14 se obțin schemele de principiu ale redresoarelor în varianta cu diode semiconductoare. În cele ce urmează se va prezenta funcționarea altor tipuri de redresoare, caracterizate prin faptul că în schemă se întrebuințează ca element neliniar numai dioda semiconductoare.

4.8.1. **Redresorul în punte.** Redresorul monofazat în punte are aceeași structură ca și o punte de măsurare în care rezistorii sînt înlocuiți prin diode semiconductoare. La una din diagonalele punții este legat secundarul transformatorului *Tr*, iar la cealaltă diagonală este legat consumatorul pur rezistiv, reprezentat prin rezistorul R_s. Diodele se dispun, la punte, astfel încît pentru o alternanță curentul trece prin perechea de diode (D_3, D_1), iar pentru cealaltă alternanță curentul trece prin perechea de diode (D_4, D_2). După cum se observă în schemă (fig. 4.48, *a*), curentul redresat circulă prin rezistorul de sarcină tot timpul în același sens, borna pozitivă fiind constituită de punctul de legătură al electrozilor regiunilor *n* ale diodelor D_3, D_4, iar borna negativă de punctul de legătură a electrozilor regiunilor *p* ale diodelor D_1, D_2.

Valoarea maximă a tensiunii inverse se distribuie egal pe cele două diode care nu conduc, deci este redusă la jumătate, față de schemele precedente, evitîndu-se astfel străpungerea diodelor. Aceasta face ca redresorul în punte să fie indicat pentru obținerea de tensiuni continue mari.

4.8.2. **Redresorul dublă alternanță cu filtru inductiv.** Acest redresor dă la ieșire un curent cu o *pulsație dublă* 2ω în comparație cu redresoarele monoalternanță, la care pulsația ω este egală cu cea a rețelei (fig. 4.49, *a*).

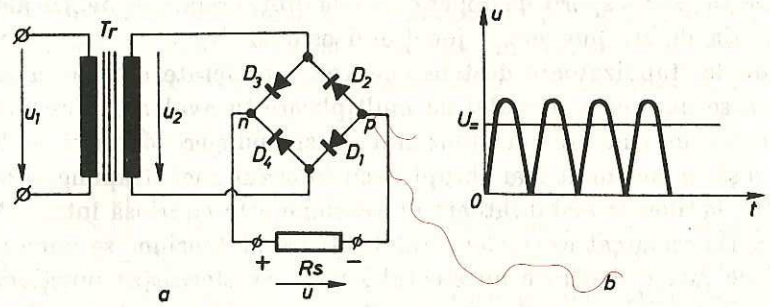


Fig. 4.48. Redresor în punte: *a)* schema de principiu; *b)* variația cu timpul a tensiunii redresate, de aceeași formă ca și la montajul de redresare a ambelor alternanțe. Și în acest caz se montează, de obicei un condensator de capacitate mare (condensator de netezire) în paralel pe rezistorul de sarcină.

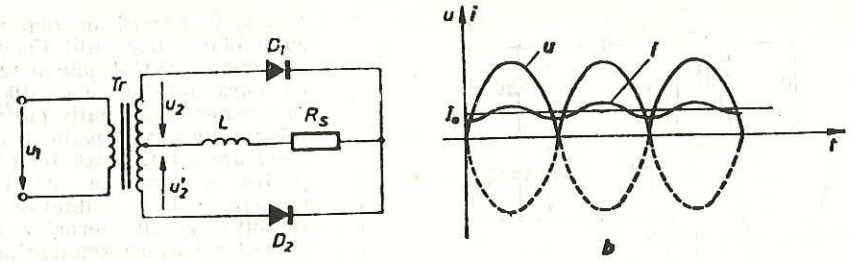


Fig. 4.49. Redresor dublă alternanță cu filtru inductiv: *a)* schema de principiu; *b)* variația cu timpul a tensiunii redresate nefiltrate și a intensității curentului filtrat.

Să arătăm de ce apare pulsația dublă. O tensiune periodică asemănătoare celei din figura 4.49, *b* care se obține la bornele rezistorului R_s fără bobina de netezire se poate scrie sub forma:

$$u \simeq \frac{U_m}{\pi}\left[2 - \frac{4}{3}\cos 2\omega t\right] = U_= - U'_m \cos 2\omega t$$

unde $U_=$ reprezintă componenta continuă a tensiunii redresate u, iar U'_m este amplitudinea componentei alternative a cărei frecvență este dublul frecvenței tensiunii alternative de alimentare u_2. Valoarea factorului de ondulație, în acest caz, este mică:

$$\gamma = \frac{U'_m}{U_=} = \frac{\frac{4U_m}{3\pi}}{\frac{2U_m}{\pi}} = \frac{2}{3} = 0{,}67.$$

Din cele prezentate rezultă avantajele redresării ambelor alternanțe față de redresarea unei singure alternanțe și anume: randamentul redresării este de două ori mai mare (deoarece valoarea componentei continue $U_=$ este de două ori mai mare), iar valoarea factorului de ondulație este de două ori mai mică.

Performanțele redresării ambelor alternanțe pot fi mult îmbunătățite, dacă se asociază rezistorului de sarcină R_s, un element reactiv de netezire. Principiul de funcționare al unui redresor bialternanță cu condensator de netezire (în paralel pe R_s) nu va mai fi explicat, el rezultînd din funcționarea redresorului monoalternanță cu condensator de netezire.

În cazul redresorului cu bobină de șoc, aceasta se dispune în serie cu R_s. Bobina absoarbe energie cînd intensitatea curentului crește peste valoarea sa medie $I_0 = U_0/(R_{2tr} + R_s)$ (unde R_{2tr} este rezistența secundarului transformatorului de rețea) și cedează această energie cînd intensitatea curentului scade sub valoarea sa medie. Acțiunea filtrului este cu atît mai eficientă cu cît raportul $2\omega L/R_s$ (unde s-a notat cu ω pulsația corespunzătoare frecvenței rețelei) este mai mare. De exemplu, dacă $L = 5\text{H}$, $\omega = 314\ \text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$, $R_s = 100\ \Omega$, ondulațiile tensiunii redresate la bornele rezistorului sînt micșo-

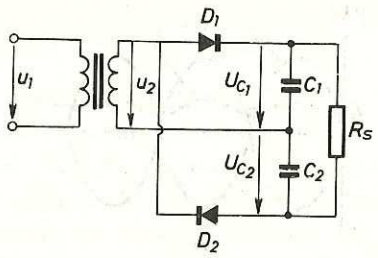


Fig. 4.50. Montaj de redresare cu dublarea tensiunii. Condensatoarele C_1 și C_2 legate în serie, de capacitate mare ($\approx 10\mu F$), se vor descărca relativ puțin în intervalele dintre perioadele de încărcare a lor, astfel încît vor păstra o tensiune continuă aproape egală cu dublul amplitudinii tensiunii alternative din secundarul transformatorului de rețea.

rate de aproximativ 30 ori. Montajele cu filtru inductiv se utilizează la curenți de sarcină de intensități mari.

4.8.3. **Redresoare cu multiplicarea tensiunii.** În instalațiile electronice de mică putere, tensiunile mari, continue, se obțin prin multiplicarea unei tensiuni de valoare redusă.

Avantajul acestei metode constă în faptul că se utilizează un transformator cu tensiune mică în secundar, deci nu necesită o izolație specială.

Schema redresorului cu dublarea tensiunii din figura 4.50 utilizează două redresoare monoalternanță care încarcă, pe rînd, condensatoarele C_1 și C_2. Aceste condensatoare avînd tensiunile la borne U_{C_1} și U_{C_2}, însumate, alimentează rezistorul de sarcină R_s.

În figura 4.51, este prezentată altă schemă de redresor cu dublare de tensiune. Aceasta prezintă avantajul că rezistorul de sarcină și transformatorul au un punct comun, care poate fi legat la masă. Condensatorul C_1 este încărcat prin dioda D_1, într-o alternanță, la valoarea de vîrf (amplitudinea) U_2 a tensiunii u_2 din secundar. În alternanța următoare, tensiunea de pe C_1, însumată cu tensiunea u_2, încarcă condensatorul C_2 la o tensiune egală cu $2\,U_2$, tensiune de alimentare pentru circuitul de sarcină rezistiv de rezistență R_s.

Prin conectarea în serie (în „cascadă") a n circuite (celule) ca acela din figura 4.51, se obține o multiplicare de $2n$ ori a tensiunii de ieșire a unei celule adică o tensiune finală de $2nU_2$ volți.

Asemenea redresoare cu multiplicare $2n$ a tensiunii se folosesc ca generatoare de tensiune continuă în „acceleratoarele directe" pentru obținerea de particule cu energii cinetice mari, cît și în tunurile electronice ale unor instalații electronooptice (microscopul electronic, spre exemplu).

Un circuit de tipul celui din figura 4.51, se folosește și pentru circuitul de demodulare cu dublare de tensiune în schemele radioreceptoarelor cu amplificare directă.

Problemă rezolvată

Montajul din figura 4.52, *a* este alimentat de o sursă de curent alternativ cu tensiunea maximă 220 V și frecvența 50 Hz. T.e.m. a bateriei este 200 V. Să se determine:

a) valoarea maximă a tensiunii la bornele rezistorului;

b) intervalul de timp pentru care dioda este deschisă.

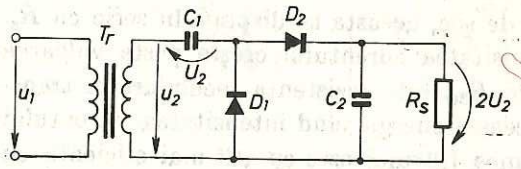


Fig. 4.51. Altă schemă de redresor cu dublare de tensiune.

Se va aproxima caracteristica curent-tensiune a diodei cu linia frîntă din figura 4.52, *b*. Se dă $\arcsin \frac{20,8}{22} \approx 71°$.

Rezolvare. a) Tensiunea alternativă între punctele A și B ale circuitului este reprezentată prin sinusoida trasată cu linie continuă în figura 4.53. Dioda se va deschide dacă tensiunea

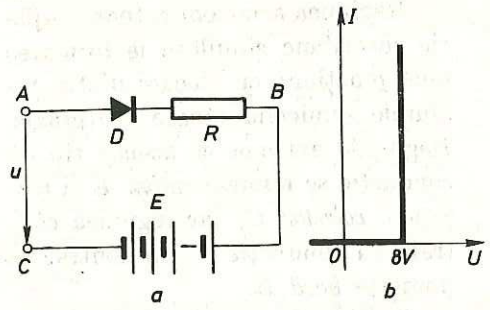


Fig. 4.52. Pentru problema rezolvată.

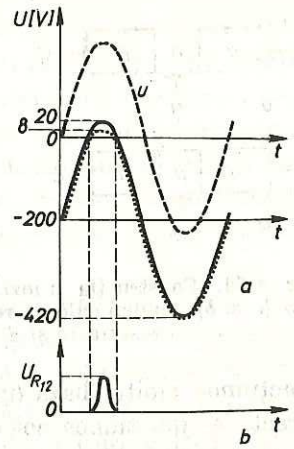


Fig. 4.53. Pentru problema rezolvată. ⟶

directă la bornele ei este de 8 V. Tensiunea la bornele diodei este reprezentată în figura 4.53, *a* cu linie punctată, iar tensiunea U_R la bornele rezistorului R în figura 4.53, *b*. Valoarea maximă a tensiunii U_R este 12 V.

b) Dacă tensiunea între punctele A și C variază sinusoidal cu timpul, $U_{AC} = 220 \sin \frac{2\pi}{T} t$ (linia întretăiată din figura 4.53), atunci tensiunea U_{AB} are expresia:

$$U_{AB} = 220 \sin \frac{2\pi}{T} t - 200.$$

Dioda se deschide pentru $U_{AB} \geqslant 8$ V, adică pentru:

$$220 \sin \frac{2\pi}{T} t - 200 \geqslant 8$$

sau pentru:

$$\sin \frac{2\pi}{T} t \geqslant \frac{20,8}{22}.$$

Rezultă că dioda este deschisă pentru intervalul:

$$\frac{1}{2\pi} \arcsin \frac{20,8}{22} \leqslant \frac{t}{T} \leqslant \frac{1}{2} - \frac{1}{2\pi} \arcsin \frac{20,8}{22},$$

adică în intervalul de timp:

$$\Delta t = T \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{20,8}{22} \right).$$

Cum $\arcsin \frac{20,8}{22} \approx 71°$, rezultă $\Delta t = 2 \cdot 10^{-3}$ s $= 2$ ms.

4.9. TRANZISTORUL

4.9.1. **Construcție și funcționare.** Tranzistorul este un dispozitiv electronic, alcătuit dintr-un monocristal semiconductor, avînd trei regiuni al căror tip de conducție alternează. Există tranzistori *pnp* și tranzistori *npn* (fig. 4.54, *a* și *b*). În figura 4.54, *c* și *d* se arată simbolurile respective.

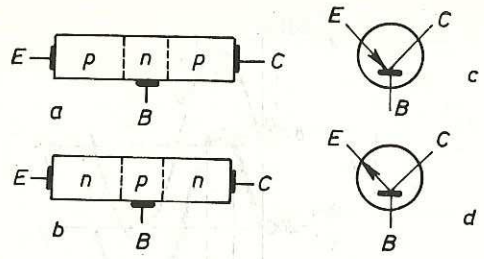


Fig. 4.54. Construcția tranzistorilor *pnp* și *npn* (*a* și *b*); simbolurile de reprezentare ale acestora (*c* și *d*).

Regiunea semiconductoare mijlocie contribuie simultan la formarea unei joncțiuni cu fiecare dintre regiunile semiconductoare marginale. Regiunile extreme cu același tip de conducție se numesc *emitor* E și respectiv *colector* C, iar regiunea centrală cu conducție de tip contrar se numește *bază* B.

Considerăm un tranzistor *pnp*. Pentru funcționarea tranzistorului, joncțiunea emitor-bază (numită și joncțiune emitor) se polarizează în sens direct, iar joncțiunea colector-bază (numită joncțiune colector) se polarizează în sens invers (fig. 4.55, *a*).

Pentru obținerea unor performanțe superioare, în tranzistorii actuali concentrațiile impurităților diferă mult în cele trei regiuni: emitorul este puternic dopat, în bază concentrația impurităților donoare are o valoare medie iar în colector concentrația acceptorilor este mică.

Joncțiunea emitor va fi străbătută de un curent intens I_E determinat de deplasarea dintr-o regiune în alta a purtătorilor de sarcină majoritari. Deoarece, prin construcție, concentrația impurităților în bază este mai mică decît în emitor, curentul în joncțiunea emitor I_E se datorează în special golurilor care trec din emitor în bază, numărul electronilor care trec din bază în emitor fiind mult mai mic.

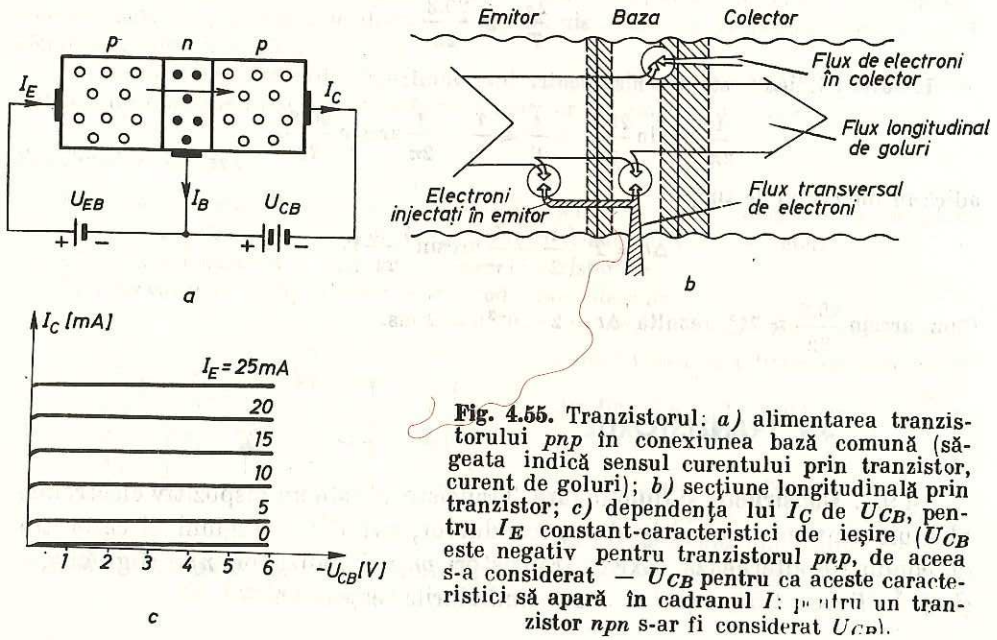


Fig. 4.55. Tranzistorul: *a)* alimentarea tranzistorului *pnp* în conexiunea bază comună (săgeata indică sensul curentului prin tranzistor, curent de goluri); *b)* secțiune longitudinală prin tranzistor; *c)* dependența lui I_C de U_{CB}, pentru I_E constant-caracteristici de ieșire (U_{CB} este negativ pentru tranzistorul *pnp*, de aceea s-a considerat $-U_{CB}$ pentru ca aceste caracteristici să apară în cadranul *I*; pentru un tranzistor *npn* s-ar fi considerat U_{CB}).

În figura 4.55, *b* sînt indicați curenții de purtători; s-a figurat și cantitatea mică de electroni ce trec din colector în bază; de aici reiese clar rolul esențial diferit pe care-l joacă cele două componente ale curentului de emitor; componenta de goluri reprezintă componenta utilă care determină intensitatea curentului din circuitul colectorului, componenta electronică se închide prin circuitul bazei, fapt ce duce la mărirea consumului de energie pe circuitul de emitor (circuit de intrare); cercurile indică regiunile unde au loc recombinările.

Datorită grosimii foarte mici a bazei (10 ÷ 25 μm), mult mai mică decît lungimea de difuzie a golurilor (10^{-2} cm) golurile injectate de emitor în bază nu au timp să se recombine cu electronii din bază și difuzează în cea de-a doua joncțiune cu excepția unei părți infime (două procente din I_E) care se recombină în bază. Electronii din bază (ca purtători majoritari) care se recombină cu o parte din golurile injectate din emitor, vor fi completați de electronii primiți de la sursa de alimentare prin borna bazei, care vor determina la rîndul lor curentul de bază I_B (fig. 4.55, *a*), sensul acestuia fiind invers sensului de mișcare a electronilor.

În joncțiunea colectorului, polarizată în sens invers, cîmpul electric favorizează numai trecerea purtătorilor minoritari dintr-o regiune în alta deci a golurilor din regiunea n (injectate de emitor) în regiunea colectorului și a electronilor din colector în bază. Deoarece numărul purtătorilor minoritari din colector (electroni) este redus, aceștia dau prin joncțiunea colector un curent de intensitate foarte mică (cîțiva microamperi*). Rezultă $I_C = I_E - I_B \simeq I_E$. Se poate scrie deci

$$I_C = \alpha I_E,$$

unde α se numește *factor de amplificare* în curent. La tranzistoarele folosite azi, α are valori cuprinse între 0,96 și 0,995.

Așadar, curentul în circuitul colectorului este comandat de curentul din circuitul emitorului care la rîndul său este determinat de tensiunea aplicată între emitor și bază U_{EB}.

Din modul de circulație al purtătorilor de sarcină rezultă că rolul determinant în funcționarea tranzistorului *pnp* îl au golurile.

În caracteristicile din figura 4.55, *c* se observă că pe măsură ce crește I_E, crește și I_C, iar U_{CB} practic nu influențează intensitatea curentului de colector I_C.

Montajul analizat se numește montaj cu bază comună, deoarece circuitul emitorului și circuitul colectorului au o porțiune comună — baza. În circuitele cu tranzistori se folosesc în mare măsură și montaje cu emitorul comun.

Deși ne-am referit numai la funcționarea tranzistorului *pnp* (în structura de dopare $p^{++}n^{+}p$), rezultatele obținute pot fi ușor extinse asupra tranzistorului *npn* schimbînd în mod adecvat sensurile tensiunilor de polarizare și ale curenților și avînd în vedere natura opusă a purtătorilor.

Denumirile electrozilor provin din funcțiunile pe care le îndeplinesc.

* La siliciu mult sub această valoare, adică sub 1 nA.

Emitorul „emite" purtătorii mobili în bază, purtători care vor fi „colectați" de către colector, asemenea catodului unui tub cu vid care emite electroni în spațiul dintre catod și anod și care vor fi colectați de anod. În această analogie cu tubul, baza îndeplinește funcțiunea electrodului de control, a grilei. Tranzistorul reprezintă mult mai mult decît o simplă înlocuire a tuburilor cu vid; el a permis realizarea unor aplicații ale electronicii care nu ar fi fost posibile utilizînd tuburile cu vid.

Denumirea de bază provine de la construcția primelor tranzistoare la care pe un suport („o bază") de Ge de tip *n* erau realizate două contacte punctiforme foarte apropiate între ele, unul folosit ca emitor și celălalt drept colector. În jurul acestor contacte se formau regiuni *p*, microjoncțiunile corespunzătoare constituind structura de tranzistor.

4.9.2. **Proprietățile de amplificare ale tranzistorului. (Cazul tranzistorului în conectare cu baza comună.)** Din analiza făcută, în paragraful precedent, conducției electrice într-o structură de tranzistor, rezultă că trecerea unui curent printr-o joncțiune polarizată invers, datorită prezenței unei joncțiuni polarizată direct în vecinătatea ei, constituie principiul de funcționare al tranzistorului („efectul de tranzistor"). Controlul efectuat de tensiunea aplicată joncțiunii emitorului asupra intensității curentului din circuitul de colector permite structurii de tranzistor să îndeplinească funcția de amplificare.

În figura 4.56 se prezintă o schemă de conectare, cu bază comună, a tranzistorului *pnp* ca amplificator de tensiune alternativă. În circuitul de intrare (circuitul emitorului) se introduce o sursă de tensiune alternativă *e*, care face ca nivelul polarizării U_0 a joncțiunii emitorului să se modifice în timp, iar în circuitul de ieșire (circuitul colectorului) se introduce un rezistor de sarcină R_s. Tensiunea continuă U_0, care stabilește punctul de funcționare al tranzistorului, precum și amplitudinea tensiunii alternative, sînt mici, deoarece pentru a se realiza injectarea golurilor din emitor în bază este suficient să se aplice stratului de baraj al joncțiunii de emitor o diferență de potențial de ordinul zecilor de milivolți.

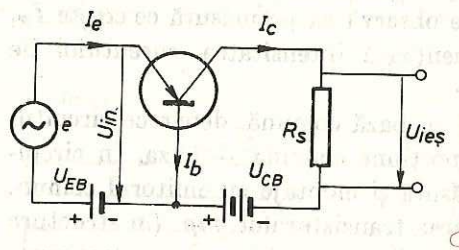


Fig. 4.56. Schema de conectare, cu bază comună (*BC*), a tranzistorului *pnp* într-un montaj de amplificare.

Tensiunea sursei din circuitul de ieșire poate fi luată mare, în practică, între 3 V și 30 V, joncțiunea de colector fiind polarizată invers. Rezistența R_s a rezistorului de sarcină se ia mare (de ordinul zecilor de mii de ohmi), deoarece acesta este conectat în serie cu joncțiunea de colector — care are rezistența foarte mare ($0{,}3 \div 1\,M\Omega$), din cauza polarizării inverse a joncțiunii și — deci — nu modifică mult intensitatea curentului prin circuitul de colector.

Peste componenta de curent continuu, prin introducerea sursei *e*, se suprapune, în tranzistor, o componentă de curent alternativ.

Astfel ia naștere curentul alternativ de emitor i_E care se divide în curentul i_C prin colector și i_B prin bază.

Căderea de tensiune efectivă pe rezistorul de sarcină este $U_{ies} = R_s I_c$, iar pe circuitul de intrare $U_{intr} = R_i I_e$, unde R_i este rezistența circuitului de intrare (de ordinul sutelor de ohmi).

Raportul $U_{ieș}/U_{intr}$, practic egal cu raportul R_s/R_i, deoarece $I_e \approx I_c$, (I_e și I_c sînt intensități efective) determină *amplificarea în tensiune*. Deoarece $R_s \approx 10 \div 100\ k\Omega$, iar $R_i \approx 100\ \Omega$, rezultă că amplificarea în tensiune ajunge pînă la 1 000, adică este foarte mare.

Evident, o amplificare atît de mare s-ar putea realiza numai dacă tensiunea U_{CB} a sursei de alimentare din circuitul de colector ar fi suficient de ridicată; ea trebuie să fie totdeauna mai mare decît tensiunea maximă la bornele rezistorului R_s.

Să considerăm un exemplu. Pentru a se obține o amplificare maximă în tensiunea ($A_U = \text{maxim} \approx 2 \cdot 10^3$) la tranzistorul *EFT342* în conexiunea *BC*, ar trebui ca rezistența rezistorului de sarcină să fie $R_s = 3{,}6 \cdot 10^5\ \Omega$. Dar în aceste condiții, pentru un punct static de funcționare al tranzistorului de coordonate $I_C = 1$ mA, $U_{CB} = -6$ V, ar rezulta o baterie de alimentare în curent continuu cu t.e.m. $E_C = 366$ V, ceea ce este inacceptabil de mare! În montaj, în conectare emitor comun, tranzistorul *EFT342* îndeplinește însă, în condițiile de funcționare normală, funcția de amplificare maximă și în putere a semnalului $A_P = (UI)_{ies}/(UI)_{intr} = A_U = \text{maxim}$.

Amplificarea tranzistorului apare pentru că un curent (cel de emitor) a fost transferat cu foarte mici pierderi dintr-un circuit de rezistență mică într-un circuit de rezistență mare; de aici termenul „*trans*fer-re*zistor*", de la care provine denumirea de tranzistor.

Puterea suplimentară deci și amplificarea în putere a semnalului obținută în circuitul de colector este luată sub formă de putere de curent continuu de la sursa din circuitul de colector și transformată în putere de curent alternativ.

4.9.3. **Etaj de amplificare în conexiunea cu emitorul comun (EC).** Schema unui etaj de amplificare cu un tranzistor *pnp* în conexiunea *EC* este dată în figura 4.57. Deoarece electrodul comun (emitorul) circuitelor de intrare și de ieșire este legat la masă*, conexiunea *EC* se mai numește și conexiunea cu emitorul la masă.

---

* Să reamintim că, în aparatura electronică, „masa" este constituită, în general, din șasiul metalic al aparatului, care poate fi legat la pămînt pentru evitarea apariției unor supratensiuni între anumite puncte ale circuitelor. Tensiunile din montajele electronice sînt raportate întotdeauna la potențialul masei considerat potențial de referință.

Golurile sînt emise de emitor (emisie controlată de tensiunea aplicată bazei) şi colectate de colector.

După cum se observă, în figura 4.57 se arată o metodă simplă de polarizare a etajului cu emitorul la masă folosind o singură baterie (sursa S, cu t.e.m. continuă E_s).

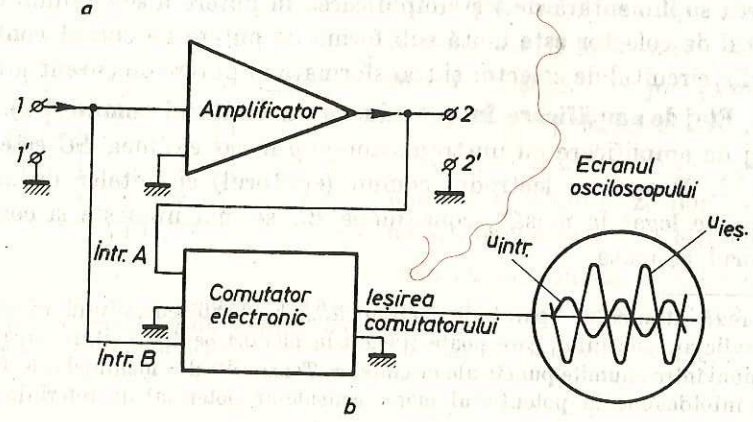
Circuitul $EBDE$ este al bazei iar circuitul $ECSE$ este al colectorului.

În circuitul colectorului curentul debitat de sursa S realizează: o cădere de tensiune pe joncţiunea formată de regiunile emitor şi bază, o cădere de tensiune egală cu cea de polarizare inversă pe joncţiunea bază-colector şi o cădere pe rezistorul de sarcină R_s. Deoarece tensiunea directă aplicată în felul acesta pe dioda emitor-bază nu este suficientă pentru stabilirea punctului de funcţionare, pe dioda emitor-bază se aplică o tensiune mai mare cu ajutorul unui divizor de tensiune alcătuit din rezistorii R_1 şi R_2. Tensiunea sursei se împarte între aceşti doi rezistori şi de la bornele rezistorului R_2 se culege tensiunea necesară pentru stabilirea unui punct de funcţionare astfel încît tensiunea amplificată să nu apară deformată de la forma sinusoidală.

Tensiunile instantanee $u_{ieş} = u_{CE} = E_s - R_s i_C$ şi u_{intr} variază în opoziţie de fază. Într-adevăr, cînd tensiunea la intrare creşte $\Delta u_{intr} > 0$, intensitatea curentului de colector creşte $\Delta i > 0$, ceea ce determină şi creşterea tensiunii alternative pe rezistorul de sarcină, $R_s \Delta i_C > 0$. Aceasta atrage o variaţie în sensul scăderii tensiunii u_{CE} conform relaţiei $\Delta u_{CE} = - R_s \Delta i_C < 0$

a

Fig. 4.57. Etaj amplificator, termostabilizat; valori posibile: $C_1 = C_2 = 10\,\mu F$ $R_1 = 80\,k\Omega$; $R_2 = 15\,k\Omega$; $R_e = 2\,k\Omega$; $C_e = 50\,\mu F$; $R_s = 5k\Omega$. Frecvenţa semnalului amplificat este cuprinsă între 50 şi 15 000 Hz.



b

(t.e.m. E a sursei de alimentare are o valoare constantă, deci $\Delta E_s = 0$). Invers, dacă $\Delta u_{intr} < 0$, atunci $\Delta u_{CE} = \Delta u_{ieş} > 0$.

Bornele circuitului de intrare (circuitul bazei) sînt *1* şi *1'*. Condensatorul C_1 lasă să treacă numai componentele alternative. Tensiunea amplificată $U_{ieş}$ se obţine între bornele *2* şi *2'*. Condensatorul C_2 lasă de asemenea să treacă numai componentele alternative. În schemele complexe, tensiunea alternativă amplificată se transmite unui alt circuit. Raportul

$$A_U = \frac{U_{ieş}}{U_{intr}}$$

determină *amplificarea în tensiune* realizată de etaj.

Conexiunea EC este cea mai frecvent folosită în amplificatoare.

Experimente. Cu ajutorul unui comutator electronic*, ataşat unui osciloscop tip Didactica, se pot realiza mai multe experimente în legătură cu etajul amplificator:

a) Vizualizarea simultană a tensiunii de intrare (u_{intr}) şi a celei de ieşire ($u_{ieş}$). În acest mod se va observa clar pe ecranul osciloscopului că aceste tensiuni sînt în opoziţie de fază. Montajul necesar este arătat în figura 4.57, *b*.

b) Determinarea amplificării în tensiune A_U. Pentru aceasta se măsoară pe ecranul osciloscopului amplitudinile celor două tensiuni şi apoi se calculează A_U cu relaţia cunoscută: $A_U = U_{ieş}/U_{intr}$.

c) Aprecierea calitativă a curbei de răspuns ($u_{ieş}$) a unui amplificator. Se aplică la intrarea amplificatorului un semnal avînd o formă cunoscută (de exemplu un semnal sinusoidal). Observînd forma curbei corespunzătoare tensiunii de ieşire ($u_{ieş}$), se pot aprecia distorsiunile introduse de etaj după cum această curbă reproduce (sau nu reproduce) forma semnalului aplicat la intrare.

4.10 PERSPECTIVELE TUBURILOR ELECTRONICE ÎN EPOCA DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE ŞI A CIRCUITELOR INTEGRATE

De la apariţia primei diode (1904), tehnica electronică a fost dominată timp de aproape jumătate de secol de tuburile electronice. Apariţia tranzistorului în anul 1948 a schimbat radical această situaţie deoarece noul dispozitiv putea nu numai să îndeplinească funcţiuni realizate pînă atunci exclusiv de tuburi, ci prezenta o serie de performanţe superioare tuburilor. Mulţi credeau că în cîţiva ani tubul electronic va fi definitiv înlocuit de dispozitivele semiconductoare. Cu toate acestea, deşi au trecut mai mult de trei decenii, fabricile continuă să producă tuburi electronice care sînt folosite în anumite domenii ale electronicii. În acest interval de timp s-au adus o serie de perfecţionări tuburilor cu scopul de a rămîne competitive faţă de dispozitivele semiconductoare şi circuitele integrate.

Astăzi, specialiştii sînt unanimi în a considera că tuburile electronice şi dispozitivele semiconductoare nu numai că nu se exclud reciproc, ci se completează în mod eficient în realizarea cerinţelor ridicate de electronica modernă.

* Schema unui comutator electronic ataşabil osciloscopului OT-01 Didactica este prezentată în Revista de fizică şi chimie nr. 7/1980.

Dispozitivele semiconductoare prezintă o serie de avantaje ca: dimensiuni mici, rezistență mecanică mare, durată mare de funcționare, putere mică de alimentare și intrarea imediată în funcțiune (absența catodului care trebuie încălzit la temperatura de emisie, elimină timpul de încălzire prealabilă). Aceste avantaje au determinat înlocuirea, în calculatoarele electronice, a tuburilor cu dispozitivele semiconductoare precum și utilizarea acestora în domeniile electronicii de larg consum (televizoare, radioreceptoare, magnetofoane, radiocasetofoane etc.), ale electronicii industriale, telecomunicațiilor cu și fără fir.

Pe de altă parte, dependența de temperatură a proprietăților dispozitivelor semiconductoare impune necesitatea de a lua măsuri de stabilizare; la tuburi, asemenea dificultăți nu apar. Faptul că tuburile sînt relativ insensibile la radiații și că au o putere utilă mare (pînă la sute de kilowați) la frecvențe joase și mai ales în domeniul microundelor, le fac, de neînlocuit în unele cazuri. Tuburile electronice cu vid speciale (magnetronul, clistronul, tubul cu undă progresivă etc.) n-au putut fi înlocuite cu dispozitive semiconductoare. Datorită avantajelor menționate față de dispozitivele semiconductoare, tuburile se vor menține încă mulți ani în: radiolocație, emițătoare de radio și televiziune, încălzire prin înaltă frecvență, emițătoare pentru comunicații spațiale etc.

Domeniul tuburilor electronice nu poate fi considerat — deci — un capitol închis. Procedeele tehnologice noi deschid alte posibilități pentru utilizarea lor și există anumite domenii în care nu se întrevede astăzi posibilitatea înlocuirii lor.

ÎNTREBĂRI. PROBLEME

1. Dacă un material semiconductor prezintă o dopare omogenă cu donori și acceptori în concentrații egale, ce tip de conducție posedă?

2. Este posibil să se obțină o joncțiune *pn* prin aducerea în contact mecanic a unui semiconductor *p* cu un semiconductor *n*?

3. Să se calculeze intensitatea cîmpului electric într-o joncțiune *pn* avînd lărgimea de 0,05 μm, iar tensiunea corespunzătoare barierei de potențial de 0,2 V.

R: $4 \cdot 10^6$ V/m.

4. Să se calculeze densitatea de curent pentru dioda semiconductoare avînd aria secțiunii de 10^{-2} mm², străbătută de un curent avînd intensitatea de 100 mA.

R: 10^7 A/m².

5. La oricare dintre montajele de redresare examinate, tensiunea redresată (pulsatorie) are două componente: o componentă continuă și una alternativă (pulsația sau ondulația, cum se mai spune). Dacă frecvența rețelei este 50 Hz, care este frecvența componentei alternative la redresarea monoalternanță și la redresarea bialternanță?

R: 50 Hz; 100 Hz.

6. Să se reprezinte grafic variațiile densității de curent în funcție de numărul de goluri și de cel al electronilor în lungul unei diode polarizate direct cu:

a) joncțiune simetrică;

b) cu considerarea recombinărilor în joncțiune.

7. Să se exprime în funcție de timp și să se reprezinte grafic tensiunea la bornele rezistorului cu rezistența $R = 10\ \Omega$ din figura 4.58, *a*. Caracteristica curent-tensiune a diodei redresoare este dată în figura 4.58, *b*. Tensiunea aplicată la bornele de intrare este $u = U \sin \omega t$, cu $U = 20$ V.

R: $t \in \left[(2n-1)\frac{T}{2},\ nT\right]$; $u_R = \frac{uR}{R_{invers} + R} = 0{,}2 \sin \omega t$,

$t \in \left[nT,\ (2n+1)\frac{T}{2}\right]$; $u_R = \frac{uR}{R_{direct} + R} = 10 \sin \omega t$ cu n întreg.

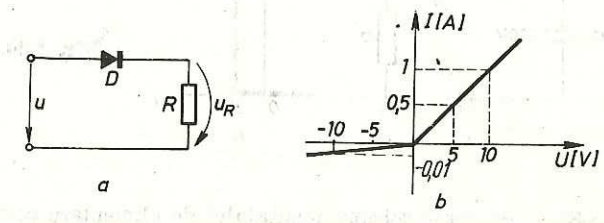


Fig. 4.58. Pentru problema 7.

8. Un redresor monoalternanță alimentează o cuvă electrolitică cu soluție apoasă de sulfat de cupru. Dacă în timp de 10 minute s-au depus 200 mg de cupru, care este valoarea maximă a intensității curentului redresat $\left(k_{Cu} = 0{,}33 \frac{mg}{C}\right)$?

R: 3,2 A.

9. Cutia închisă din figura 4.59, *a* conține surse de tensiuni continue (de rezistență internă neglijabilă) rezistori și diode ideale. (Prin diodă ideală se înțelege dioda a cărei conductivitate este infinită în conducție directă și zero în tensiune inversă; în momentul atingerii tensiunii zero la bornele ei, dioda ideală se consideră „deschisă".)

În figura 4.59, *b* este reprezentat graficul variației intensității curentului prin rețeaua din cutie în funcție de tensiunea continuă U aplicată la borne.

a) Să se completeze schema de alimentare în tensiune a cutiei astfel ca tensiunea U să capete valori pozitive sau negative prin deplasarea cursorului C într-una sau — respectiv — cealaltă din jumătățile reostatului divizor de tensiune. Numărul acumulatoarelor care alcătuiesc bateria este par. Tensiunea U se măsoară cu un voltmetru electronic (adică cu rezistență internă foarte mare).

b) Să se stabilească două variante ale schemei rețelei din cutie compatibile cu caracteristica curent-tensiune I, U și valorile mărimilor ce caracterizează componentele ei.

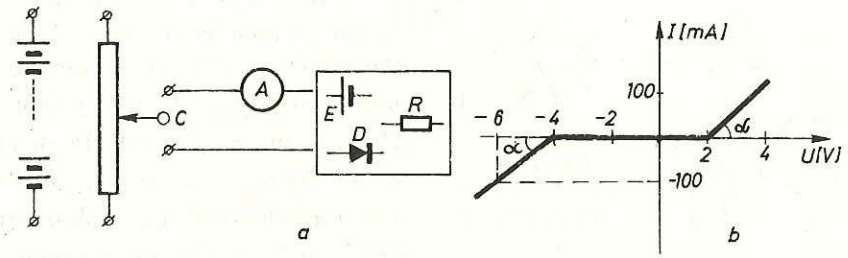


Fig. 4.59. Pentru problema 9.

10. O diodă este conectată în serie cu un rezistor, un condensator și o sursă de curent continuu (fig. 4.60, *a*). Caracteristica curent-tensiune idealizată a diodei este prezentată în figura 4.60, *b*. Se închide întrerupătorul *Î*. Care este căldura disipată în procesul de încărcare a condensatorului? Se neglijează rezistența internă a sursei și a diodei în regim de conducție.

R: 4,8 mJ.

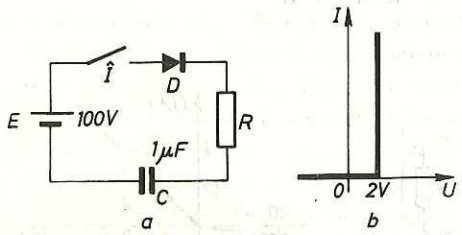


Fig. 4.60. Pentru problema 10.

11. Să se realizeze schema montajului de alimentare pentru un tranzistor *npn*.

12. Se consideră etajul de amplificare din figura 4.57. În ce relație de fază (în fază sau antifază) sînt $u_{ieș}$ și u_{intr} dacă tensiunea amplificată este culeasă la bornele rezistorului de sarcină?

13 Să se precizeze, cu referire la grosimea bazei, în ce situație o structură *pnp* (sau *npn*) n-ar mai constitui o structură de tranzistor ci pur și simplu un circuit cu două diode legate în opoziție, intensitatea curentului prin fiecare diodă depinzînd exclusiv de tensiunea care i s-a aplicat. Să se deseneze schema circuitului în acest caz.

14. Se consideră un tranzistor în conexiune *BC*. Să se calculeze intensitatea curentului de colector cunoscînd că factorul de amplificare în curent este 0,985, intensitatea curentului de bază este de 20 μA, iar intensitatea curentului rezidual de colector este de 1 μA. Se poate recunoaște materialul semiconductor din care este construit tranzistorul?

R: 1,38 mA; Ge.

5. OSCILAȚII ELECTROMAGNETICE

5.1. CIRCUITUL OSCILANT. REZONANȚA

5.1.1. **Circuitul oscilant. Producerea oscilațiilor electromagnetice libere.** Descărcarea unui condensator printr-un circuit cu bobină și rezistor în serie cu condensatorul se poate face aperiodic sau periodic.

Experiment. Cu ajutorul montajului din figura 5.1, se poate studia descărcarea condensatorului. Condensatorul este încărcat de la sursa de tensiune continuă (baterie, redresor), apoi este conectat în circuitul de descărcare prin aducerea comutatorului K_1 în poziția *2* și a comutatorului K_2 în poziția *1*. Rezistența activă totală a circuitului este suma dintre rezistența rezistorului și rezistența sîrmei spirelor bobinei: $R_t = R + r$.

a) Dacă:

$$R_t \geqslant 2\sqrt{L/C} \tag{5.1.1}$$

curba variației în timp a tensiunii u_C la bornele condensatorului, după comutarea pe poziția *2*, arată în general ca în graficul 5.2. *a*, iar pe ecranul osciloscopului, la valorile experimentului, ca în figura 5.2, *b*. Descărcarea este *aperiodică*. Încărcînd și apoi descărcînd condensatorul cu osciloscopul conectat la bornele rezistorului (K_2 în poziția *2*), se obține curba variației în timp a intensității curentului prin circuit și a tensiunii $u_R = Ri$ de la bornele rezistorului. Intensitatea curentului prin circuit crește la început de la zero pînă la o anumită valoare maximă, pentru ca apoi să descrească continuu pînă la zero (fig. 5.2, *c*). În intervalul de timp Δt pentru care tensiunea u_C practic se anulează are loc transformarea energiei acumulate inițial în cîmpul electric al condensatorului în căldură. T.e.m. de autoinducție care apare o dată cu descreșterea intensității curentului de descărcare prin bobină este insuficientă pentru a produce încărcarea condensatorului

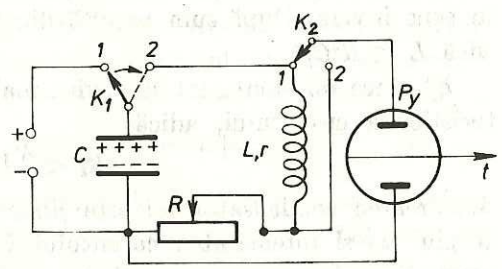


Fig. 5.1. Montaj pentru studiul descărcării condensatorului prin circuitul oscilant.

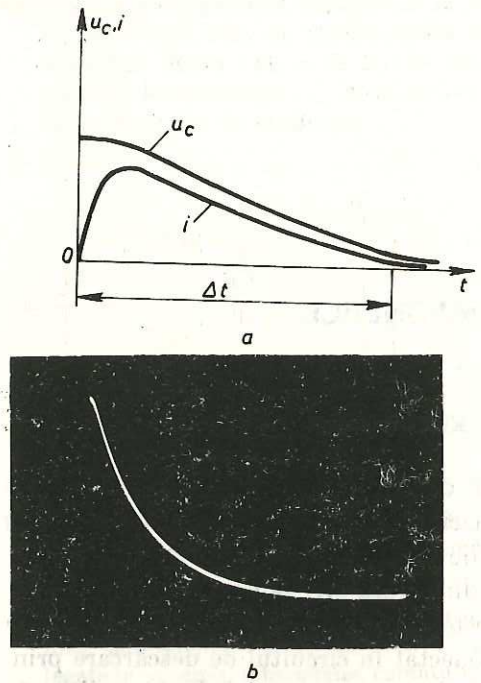


Fig. 5.2. Descărcarea aperiodică.

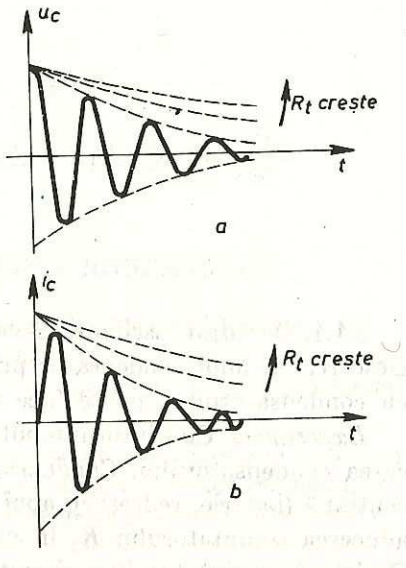


Fig. 5.3. Oscilații amortizate.

în sens invers. După cum rezultă din relația (5.1.1), în descărcarea aperiodică $L < R_t^2 C/4$.

b) Dacă rezistența totală devine mai mică decît dublul impedanței caracteristice a circuitului, adică

$$R_t < 2\sqrt{L/C}$$

descărcarea condensatorului este *periodică*. Tensiunea la bornele condensatorului u_C și intensitatea curentului i prin circuit păstrează caracteristica unei oscilații armonice amortizate în timp (fig. 5.3). Oscilațiile lui u_C și i se produc singure, fără acțiunea unei t.e.m. alternative sinusoidale exterioare, numai datorită excitației inițiale realizată prin încărcarea condensatorului.

Oscilațiile de acest fel se numesc *oscilații electromagnetice libere*; cu cît rezistența circuitului este mai mică, cu atît amortizarea oscilațiilor este mai mică (fig. 5.3, *a*, *b*, *c*).

Circuitul închis format dintr-un condensator de capacitate C și o bobină de inductanță L și rezistență r în care se pot produce oscilații electromagnetice libere se numește *circuit oscilant*.

5.1.2. **Studiul calitativ al fenomenelor.** Procesul de descărcare a condensatorului și de producere a oscilațiilor în circuit poate fi urmărit pe graficul din figura 5.4 care arată variația tensiunii u_C la bornele condensatorului și a intensității curentului în bobină, rezistența sîrmei bobinei fiind considerată neglijabilă. Circuitul oscilant este analog cu un pendul elastic. La momentul inițial $t = 0$ tensiunea u_C între armăturile condensatorului are valoarea maximă $u_C = U_m$, iar energia circuitului oscilant este egală cu energia cîmpului electric dintre armăturile condensatorului. Sarcina de pe armături este $q_m = CU_m$ iar pendulul va avea o deformare maximă — y_m (fig. 5.4, *a*). O dată cu începerea descărcării, prin bobină circulă un curent care crește treptat în intensitate. T.e.m. de autoinducție care ia naștere în bobină împiedică o creștere rapidă a intensității curentului. Pe măsura creșterii intensității curentului tensiunea u_C scade, deoarece un număr tot mai mare de electroni pleacă de la armătura încărcată negativ și același număr de electroni trec la armătura pozitivă, micșorîndu-i sarcina. Sensul mișcării electronilor este invers sensului curentului electric. La momentul $t = T/4$, condensatorul este complet descărcat, $u_C = 0$, intensitatea curentului este maximă $i = I_m$, iar energia circuitului este egală cu energia cîmpului magnetic din bobină $\frac{1}{2} LI_m^2$.

La același moment ($t = T/4$) energia pendulului elastic este egală cu energia cinetică $\frac{1}{2} mv_m^2$ (fig. 5.4, *b*).

În intervalul ($T/4$, $T/2$) energia cinetică a pendulului se transformă în energie potențială. Viteza bilei variază repede cînd $v \to 0$ și în același timp accelerația $\Delta v/\Delta t$ crește, deci și forța de inerție $m\Delta v/\Delta t$ crește. Această forță de inerție deformează puternic resortul, deviația fiind maximă dar în sens opus celei de la $t = 0$, adică egală cu $+ y_m$. Analog, în circuitul electric oscilant, curentul după ce a ajuns la valoarea maximă a intensității scade tinzînd către zero. Dar la acest moment ($t = T/4$) viteza de variație a intensității curentului $\Delta i/\Delta t$ este maximă, deci și t.e.m. de autoinducție $-L\frac{\Delta i}{\Delta t}$, care are același sens cu curentul. În intervalul de timp ($T/4$, $T/2$), bobina se comportă ca un generator și încarcă condensatorul în sens invers. La $t = T/2$, tensiuna atinge valoarea extremă negativă $u_C = -U_m$ (fig. 5.4, *c*). În continuare, fenomenele se succed în aceeași ordine ca în intervalul (0, $T/2$) dar în sens contrar. Începînd din momentul $t = T/2$ condensatorul se descarcă, trecînd

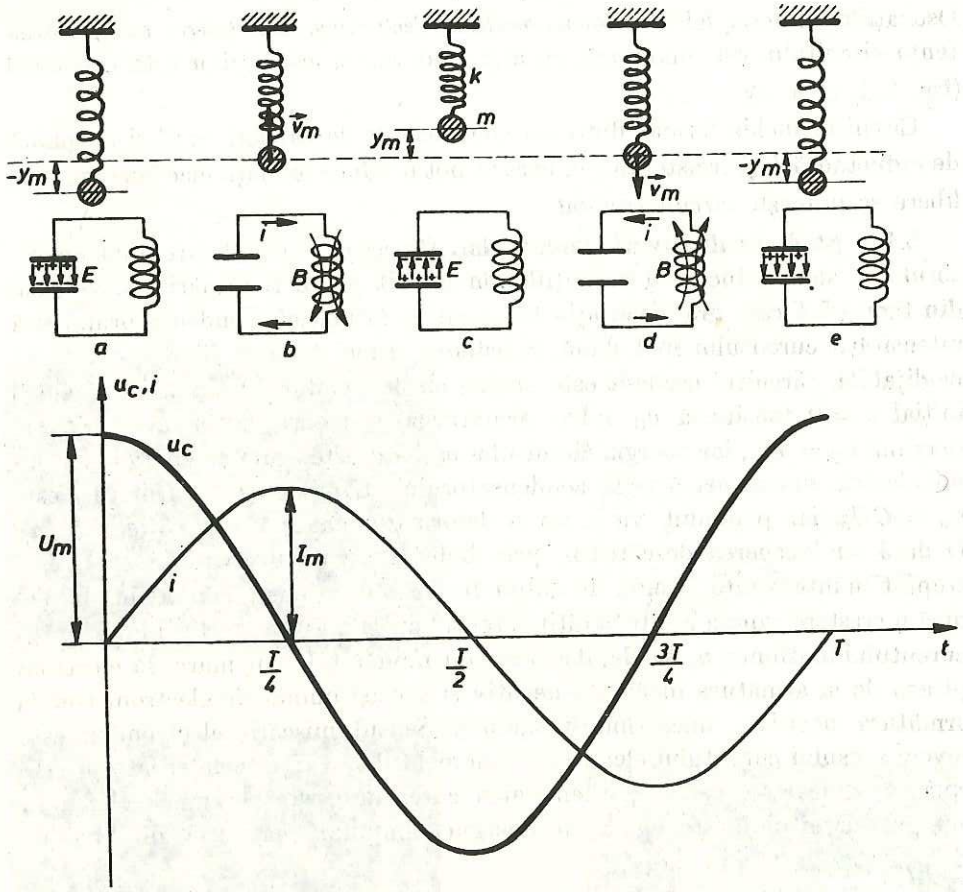


Fig. 5.4. Schimbul de energie între condensator și bobină la circuitul oscilant ideal. Analogia cu sistemul oscilant mecanic (pendulul elastic ideal).

din starea (*c*) în starea (*d*), tensiunea u_C scade, intensitatea curentului crește. În orice moment din intervalul ($T/2$, $3T/4$) energia circuitului oscilant este egală cu suma dintre energia cîmpului electric și cea a cîmpului magnetic. La $t = 3T/4$, curentul va avea aceeași intensitate maximă dar de sens contrar, $i = -I_m$, întocmai ca și bila care atinge viteza maximă v_m. Energia circuitului oscilant este egală cu cea a cîmpului magnetic din bobină: $\frac{1}{2} LI_m^2$ (fig. 5,4, *d*). Urmează apoi, în intervalul ($3T/4$, T) reîncărcarea condensatorului de către t.e.m. autoindusă în bobină și se ajunge la situația inițială a condensatorului încărcat, $u_C = U_m$, iar deformarea pendulului elastic corespunde deviației maxime $-y_m$. Ambele sisteme oscilante au ajuns în starea inițială după o perioadă. Apoi procesul oscilator reîncepe.

Graficele din figura 5.4 arată că maximul intensității curentului (sau a energiei cîmpului magnetic) coincide în timp cu anularea tensiunii (sau a energiei cîmpului electric) și invers, adică defazajul dintre tensiune și intensitatea curentului este egal cu un sfert de perioadă sau cu $\pi/2$ radiani. În pri-

mul și al treilea sfert de perioadă, condensatorul are rolul unui generator de energie electrică, iar bobina are rolul unui receptor de energie; în al doilea și al patrulea sfert de perioadă, bobina se comportă ca un generator, din cauza apariției t.e.m. de autoinducție, care se opune scăderii intensității curentului. Bobina cedează energie din cîmpul său magnetic condensatorului, care are rolul unui receptor de energie.

Analogia pendul elastic-circuit oscilant oferă posibilitatea stabilirii următoarei corespondențe între mărimile ce le caracterizează:

Mărimi mecanice	*Mărimi electrice*
Elongația y	Sarcina q
Viteza $v = \Delta y/\Delta t$	Intensitatea curentului $i = \Delta q/\Delta t$
Constanta elastică k	Inversa capacității $1/C$
Masa m	Inductanța L
Accelerația $a = \Delta v/\Delta t$	Viteza de variație a intensității curentului $\Delta i/\Delta t$

Corespondența poate continua.

Legea conservării energiei pentru cele două sisteme analogic studiate, pendulul elastic și circuitul oscilant, are expresia:

$$\frac{1}{2} ky^2 + \frac{1}{2} mv^2 = W_{mec.} = \text{const.}$$

și respectiv:

$$\frac{1}{2} \frac{q^2}{C} + \frac{1}{2} Li^2 = W_{elmag.} = \text{const.}$$

5.1.3. **Perioada oscilațiilor electromagnetice libere.** Oscilațiile electromagnetice dintr-un circuit oscilant sînt libere. Procesul oscilator se produce singur, datorită sarcinii inițiale q_m a condensatorului. Oscilațiile libere se produc cu o perioadă proprie T_0 care depinde de valorile capacității C și inductanței L a circuitului oscilant.

Pentru a găsi relația dintre perioada de oscilație T_0, capacitatea C și inductanța L ale unui circuit ideal, fără pierderi, se pleacă de la ecuația tensiunilor pentru un circuit RLC de curent alternativ, unde $U = 0$ și $R \approx 0$, bornele la care se aplică t.e.m. fiind în scurtcircuit.

Se obține $I\omega_0 L = I/\omega_0 C$, adică tensiunea la bornele bobinei este egală cu tensiunea dintre armăturile condensatorului și intensitatea efectivă a curentului prin bobină și prin condensator va fi aceeași, deoarece pentru curentul datorat oscilațiilor libere ale electronilor de conducție, circuitul oscilant se prezintă ca un simplu circuit serie. Împărțind cu I se obține:

$$\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} \text{ adică } X_L = X_C.$$

În circuitul oscilant, reactanța inductivă X_L este întotdeauna egală cu reactanța capacitivă X_C.

În circuit se produc numai oscilații a căror pulsație este:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Perioada acestor oscilații libere ale circuitului oscilant va fi

$$T_0 = 2\pi \sqrt{LC}$$ numită *formula lui Thomson.*

Perioada T_0 a oscilațiilor se mai numește *perioada proprie* a circuitului oscilant.

Am regăsit formula lui Thomson, întîlnită la circuitele serie *RLC* de curent alternativ, la fenomenul de rezonanță, cînd pulsația tensiunii alternative aplicate circuitului serie era egală cu pulsația proprie $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$.

Prin urmare, perioada proprie a oscilațiilor electromagnetice produse în circuitul oscilant depinde numai de valorile parametrilor circuitului oscilant, adică de capacitate și de inductanța circuitului.

Observație fundamentală. În cele spuse pînă acum nu s-au examinat: rolul rezistenței circuitului oscilant și rolul frecării din sistemul mecanic. Datorită rezistenței sîrmei bobinei și conexiunilor, în circuitul oscilant real are loc o pierdere de energie sub formă de căldură, care se transferă sistemelor înconjurătoare. La fel se întîmplă și în cazul sistemului mecanic. Sistemul se încălzește în timpul oscilațiilor datorită frecărilor. Amplitudinea inițială scade deoarece scade energia oscilatorului prin disipare. Tot așa scad și amplitudinile lui u_C și i după fiecare oscilație.

Mișcarea oscilatorie liberă, fie electromagnetică, fie mecanică este în realitate o mișcare amortizată.

Sistemul oscilator mecanic analog circuitului oscilant real este prezentat în figura 5.5.

5.1.4. **Oscilații forțate.** Spre deosebire de oscilațiile libere, oscilațiile forțate nu se produc numai datorită unui simplu impuls inițial (sarcina q pe armăturile condensatorului, în cazul descărcării oscilante a condensatorului), ele sînt menținute prin acțiunea unui agent exterior.

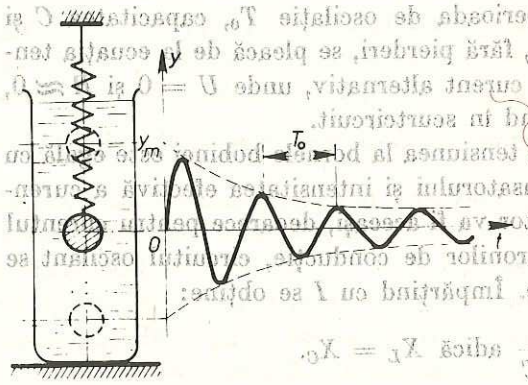


Fig. 5.5. Sistemul oscilator mecanic analog circuitului oscilant electric real.

În cazul sistemelor oscilante mecanice, de exemplu, oscilațiile forțate se obțin dacă se aplică sistemului o forță exterioară cu variație periodică.

Conectînd un generator de curent alternativ într-un circuit oscilant (fig. 5.6), se obțin oscilații forțate (permanente). Curentul care va circula prin circuitul oscilant nu va mai prezenta forma oscilatorie liberă amortizată, ci

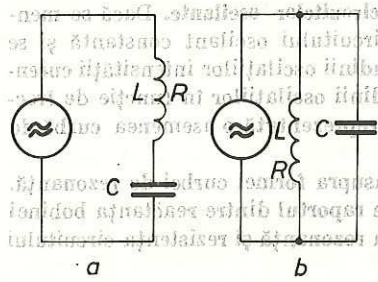


Fig. 5.6. Două moduri fundamentale de conectare a generatorului de curent alternativ sinusoidal la circuitul sinusoidal: *a)* circuitul oscilant serie; *b)* circuitul oscilant paralel.

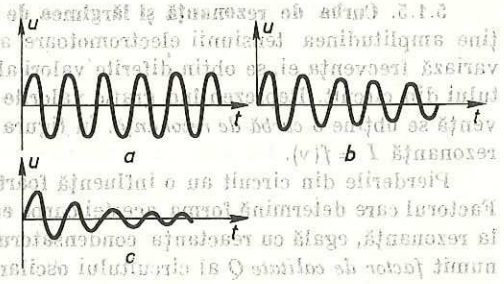


Fig. 5.7. Diferite tipuri de oscilații electrice: *a)* oscilații forțate; dacă $\nu = \nu_0$ (rezonanță) oscilațiile devin întreținute; *b)* și *c)* oscilații slab și puternic amortizate (oscilații libere în sistemele oscilatorii reale).

va avea o amplitudine constantă, determinată de t.e.m. a generatorului. Frecvența oscilațiilor curentului (ν) nu va mai fi dată de parametrii L și C ai circuitului oscilant ($\nu \neq \nu_0$) ci de frecvența t.e.m. a generatorului.

Proprietățile oscilațiilor forțate sînt deci altele decît cele ale oscilațiilor libere. Ele corespund cu proprietățile curentului în regim de oscilații forțate în circuitul *RLC* uzual de curent alternativ*, serie sau paralel și anume:

a) amplitudinea oscilațiilor forțate depinde de tensiunea electromotoare a generatorului și de relația dintre frecvența generatorului și frecvența proprie a circuitului oscilant;

b) oscilațiile forțate sînt neamortizate; dacă au o amplitudine constantă ele se numesc „întreținute" (fig. 5.7, *a*);

c) frecvența oscilațiilor forțate este egală cu frecvența t.e.m. a generatorului și nu depinde de inductanța și capacitatea circuitului oscilant.

Proprietatea enunțată la punctul *(a)* arată că circuitul oscilant prezintă caracteristica de *selectivitate*, adică nu se comportă la fel față de orice frecvență a t.e.m. aplicate. Rezultă o altă proprietate:

d) amplitudinea oscilațiilor forțate devine maximă atunci cînd frecvența generatorului ν devine egală cu frecvența proprie ν_0 a circuitului, frecvență numită din această cauză și *frecvență de rezonanță.*

Cu alte cuvinte, circuitul oscilant „răspunde", devine selectiv, numai dacă frecvența t.e.m. a generatorului este apropiată de frecvența de rezonanță și rezonează la $\nu = \nu_0$. (Cuvîntul *rezonanță*, care provine de la cel latin *resonantia*, prin care se intitulează fenomenul analizat, înseamnă chiar răspuns.)

* Dacă $R < 2\sqrt{L/C}$, circuitul de curent alternativ *RLC* devine circuit oscilant, deoarece poate fi sediul oscilațiilor proprii cu pulsația $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, adică apare o variație oscilatorie a mărimilor lui de stare (u_C, i, q etc.), datorită unui impuls inițial.

5.1.5. **Curba de rezonanţă şi lărgimea de bandă a circuitelor oscilante.** Dacă se menţine amplitudinea tensiunii electromotoare aplicate circuitului oscilant constantă şi se variază frecvenţa ei, se obţin diferite valori ale amplitudinii oscilaţiilor intensităţii curentului din circuit. Reprezentînd grafic valorile amplitudinii oscilaţiilor în funcţie de frecvenţă se obţine *o curbă de rezonanţă*. În figura 5.8 este reprezentată o asemenea curbă de rezonanţă $I = f(\nu)$.

Pierderile din circuit au o influenţă foarte mare asupra formei curbei de rezonanţă. Factorul care determină forma acestei curbe este dat de raportul dintre reactanţa bobinei la rezonanţă, egală cu reactanţa condensatorului, tot la rezonanţă şi rezistenţa circuitului numit *factor de calitate* Q al circuitului oscilant:

$$Q = \left(\frac{L\omega}{R}\right)_{\omega=\omega_0} = \left(\frac{1}{RC\omega}\right)_{\omega=\omega_0}.$$

Pentru a obţine curbe de rezonanţă ascuţite, adică circuite oscilante selective, trebuie ca rezistenţa acestor circuite să fie cît mai mică.

Astfel, circuitul serie este folosit des în radiotehnică pentru a separa, prin fenomenul de rezonanţă serie, un curent de o anumită frecvenţă dintr-un semnal complex (semnal format din curenţi de diferite frecvenţe) — acţiune numită *selectare*. Prin rezonanţa unui circuit derivaţie, se poate obţine selectarea (separarea) unui semnal de o anumită frecvenţă, prin tensiunea maximă care o produce la bornele unui circuit oscilant derivaţie (paralel) acordat pe frecvenţa respectivului semnal.

În circuitele cu dispozitive electronice este foarte important de cunoscut şi comportarea acestor circuite oscilante în jurul frecvenţei de rezonanţă. Dintre parametrii care caracterizează această comportare, cel mai important este *lărgimea de bandă*, prin care se înţelege intervalul de frecvenţe din vecinătatea frecvenţei de rezonanţă, în cuprinsul căruia amplitudinea tensiunii semnal la bornele circuitului nu scade sub o anumită fracţiune din valoarea ei de la rezonanţă. Se consideră — de obicei — ca lărgime de bandă a unui circuit oscilant diferenţa dintre cele două frecvenţe la care mărimea reprezentată în curba de rezonanţă (tensiune sau intensitate de curent) scade la $1/\sqrt{2}$ (adică la 70%) din valoarea ei de la rezonanţă (fig. 5.9).

Lărgimea de bandă (numită şi banda de frecvenţe) a circuitelor oscilante, serie sau paralel, poate fi calculată cu formula:

$$B = \frac{\nu_0}{Q},$$

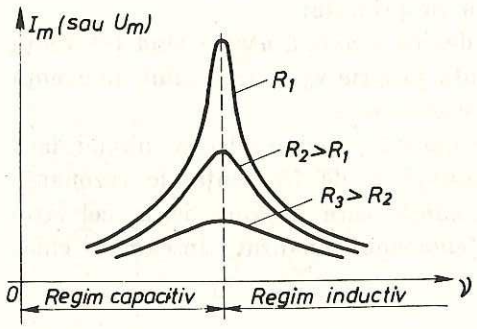


Fig. 5.8. Curbe de rezonanţă pentru diferite valori ale rezistenţei circuitului oscilant (din punct de vedere reactiv, pentru $\nu < \nu_0$ regimul de oscilaţie este capacitiv, $X_C > X_L$; pentru $\nu > \nu_0$ regimul este inductiv, $X_L > X_C$).

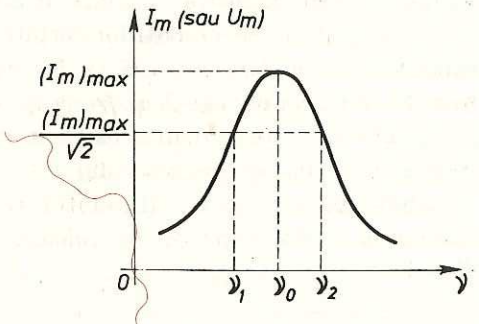


Fig. 5.9. Definirea lărgimii de bandă $B = \frac{\nu_0}{Q} = \nu_2 - \nu_1$ a unui circuit oscilant.

în care: B este lărgimea de bandă a circuitului oscilant considerat, ν_0 — frecvenţa de rezonanţă a circuitului oscilant, Q — factorul de calitate al circuitului oscilant.

Lărgimea de bandă B este deci cu atît mai mică, cu cît factorul de calitate este mai mare. La aceeaşi valoare a factorului de calitate, lărgimea de bandă creşte cu frecvenţa de rezonanţă.

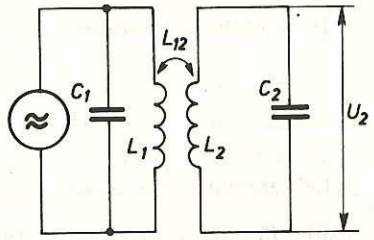


Fig. 5.10. Circuite oscilante cuplate inductiv (cu conectare serie a generatorului, la frecvenţă mare a t.e.m., $10^2 - 10^6$ Hz, în circuitul primar).

5.1.6. **Circuite oscilante cuplate.** Se numesc circuite oscilante cuplate acele circuite la care se poate efectua un transfer de energie electromagnetică de la unul din circuite la celălalt.

Cel mai des utilizat tip de circuite oscilante cuplate este acela al circuitelor cuplate *inductiv* sau magnetic (fig. 5.10). În acest caz, cele două bobine ale circuitelor formează un transformator. Circuitul alimentat de la un generator de curent alternativ, circuit numit primar, este parcurs de un curent care creează un flux magnetic variabil prin bobina de inductanţă L_2. Se induce, astfel, o tensiune electromotoare alternativă în circuitul secundar al sistemului de circuite oscilante cuplate. (L_1 este inductanţa bobinei din circuitul primar, L_{12} este inductanţa mutuală a celor două bobine, fig. 5.10). Curentul datorat t.e.m. induse are aceeaşi frecvenţă ca şi curentul din primar. Circuitul secundar se comportă întotdeauna ca un circuit serie, deoarece t.e.m. indusă este în serie cu elementele L şi C în acest circuit.

Problemă rezolvată

Un circuit oscilant serie real este alcătuit dintr-un condensator cu capacitatea $C = 318$ nF şi o bobină cu lungimea $l = 0{,}1$ m, aria secţiunii transversale $S = 10^{-4}$ m² şi $N = 300$ spire, care are un miez cu permeabilitatea μ. La bornele circuitului oscilant se aplică o tensiune alternativă sinusoidală cu amplitudinea U_m = constant. Dacă rezonanţa are loc la frecvenţa $\nu_0 = 10$ kHz miezul ocupă jumătate din volumul interior al solenoidului. Dacă se introduce complet miezul în bobină intensitatea efectivă a curentului este de cinci ori mai mică decît valoarea maximă a intensităţii efective, la aceeaşi frecvenţă.

Presupunînd că miezul rămîne la jumătatea solenoidului şi că frecvenţa variază, se cere:

a) să se determine permeabilitatea relativă a miezului; *b)* să se calculeze frecvenţele ν_1 şi ν_2 pentru care puterea activă a circuitului este jumătatea puterii active maxime P_{max}; *c)* să se arate că raportul dintre frecvenţa de rezonanţă şi diferenţa $\nu_2 - \nu_1$ este egal cu factorul de calitate al circuitului oscilant şi să se calculeze valoarea acestuia; *d)* să se calculeze lărgimea de bandă a circuitului oscilant; *e)* să se deseneze schematic sistemul oscilator mecanic (oscilatorul elastic) analog circuitului oscilant descris; *f)* să se scrie ecuaţia oscilatorului elastic analoagă ecuaţiei tensiunilor pentru circuitul oscilant; *g)* să se determine masa oscilatorului elastic, ştiind că frecvenţa proprie este de 1 000 ori mai mică decît frecvenţa de rezonanţă a circuitului oscilant considerat, iar $k = 3\,955$ N/m.

Rezolvare. a) Fluxul magnetic prin bobina circuitului oscilant cînd miezul ocupă jumătate din volumul interior al acesteia este:

$$\Phi = \frac{N}{2} S\mu_0 H + \frac{N}{2} S\mu H = \frac{NS}{2} \mu_0(1 + \mu_r) \frac{NI}{l}, \text{ de unde se obţine:}$$

$$L = \frac{\Phi}{I} = \mu_0 \frac{1+\mu_r}{2} \frac{N^2 S}{l}. \qquad (5.1.2)$$

Intensitatea curentului prin circuit este dată de expresia: $I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}$

La rezonanță $L\omega_0 = 1/C\omega_0$ (5.1.3) și intensitatea curentului devine maximă. Din relațiile (5.1.2) și (5.1.3) se obține $1 + \mu_r = \frac{2l}{\mu_0 N^2 S} \cdot \frac{1}{C\omega_0^2} = \frac{2 \cdot 0{,}1}{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 9 \cdot 10^4 \cdot 10^{-4}} \cdot \frac{1}{3{,}18 \cdot 10^{-7} \cdot 4\pi^2 \cdot 10^8} \approx 13{,}9$. De aici rezultă $\mu_r \approx 12{,}9$.

b) Reactanța circuitului oscilant, în cazul cînd miezul ocupă complet volumul interior al bobinei, folosind și relațiile (5.1.2), (5.1.3), este:

$$X_l = L_l\omega_0 - \frac{1}{C\omega_0} = \mu_0\left(\mu_r - \frac{1+\mu_r}{2}\right)\frac{N^2S}{l}\omega_0 = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 11{,}9}{2} \cdot \frac{9 \cdot 10^4 \cdot 10^{-4}}{0{,}1} 2\pi \cdot 10^4 \simeq 42{,}8\ \Omega.$$

Din condiția $\frac{I_{max}}{I} = \frac{U/R}{U/Z_l} = \frac{\sqrt{R^2 + X_l^2}}{R} = 5$ se obține

$$R = \frac{X_l}{\sqrt{24}} = \frac{42{,}8}{4{,}9} = 8{,}74\ \Omega.$$

Puterea activă a circuitului oscilant în funcție de frecvență are expresia $P(\nu) = UI(\nu)\cos\varphi(\nu) = \frac{U^2}{Z}\cdot\frac{R}{Z} = \frac{RU_m^2}{(\sqrt{2})^2\left[R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2\right]}$, deci $P_{max} = \frac{U_m^2}{2R}$ și $P\nu_{1,2} = \frac{R}{2}\cdot\frac{U_m^2}{R^2 + \left(L\omega_{1,2} - \frac{1}{C\omega_{1,2}}\right)^2}$ (5.1.4). Cum $P\nu_{1,2} = \frac{P_{max}}{2} = \frac{U_m^2}{4R}$, din (5.1.4) se obține condiția $L\omega_{1,2} - \frac{1}{C\omega_{1,2}} = \pm R$. Rezolvînd această ecuație de gradul 2 în $\omega_{1,2}$ se obține:

$$\nu_{1,2} = \frac{1}{2\pi}\left[\sqrt{\frac{1}{LC} + \frac{R^2}{4L^2}} \pm \frac{R}{2L}\right] = \sqrt{\nu_0^2(1 + \pi^2R^2C^2\nu_0^2)} \pm \pi RC\nu_0^2 =$$

$= 10^4\sqrt{1 + \pi^2(8{,}74)^2(3{,}18)^2 \cdot 10^{-14} \cdot 10^8} \pm \pi \cdot 8{,}74 \cdot 3{,}18 \cdot 10^{-7} \cdot 10^8$ cu

$\nu_1 \simeq 9{,}17$ kHz și $\nu_2 = 10{,}92$ kHz.

c) $\frac{\nu_0}{\nu_2 - \nu_1} = \frac{\nu_0}{\frac{1}{2\pi}\frac{R}{L}} = \frac{L\omega_0}{R} = Q$; $Q \simeq 5{,}7$.

d) $B = \frac{\nu_0}{Q} = \nu_2 - \nu_1 = \frac{10^4}{5{,}7} \simeq 1{,}75$ kHz.

f) Ținînd seama de analogiile între oscilațiile elastice și cele electrice, ecuația tensiunilor $u = L\frac{\Delta i}{\Delta t} + \frac{q}{C} + Ri$ trece în ecuația analoagă $F = m\frac{\Delta v}{\Delta t} + ky + R_e v$.

g) $\nu_{0e} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} = 10^{-3}\nu_0$, de unde $m = 10^6\frac{k}{4\pi^2\nu_0^2} = 1$ kg.

5.2. TRIODA ȘI TRANZISTORUL ÎN MONTAJE GENERATOARE DE OSCILAȚII ÎNTREȚINUTE

5.2.1. **Întreținerea oscilațiilor electromagnetice.** În studiul circuitului oscilant s-a arătat că oscilațiile electromagnetice produse în circuit au o frecvență proprie ν_0, dată de formula lui Thomson:

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_0C_0}}.$$

Aceste oscilații se amortizează, adică amplitudinea lor descrește treptat în timp. Amortizarea oscilațiilor este rezultatul disipării de energie prin efect Joule datorită rezistenței active a circuitului oscilant.

Dacă se transferă în mod periodic circuitului oscilant o energie egală cu energia disipată, amortizarea se compensează și se obțin oscilații electromagnetice neamortizate, întreținute. În acest scop se intercalează între sursa de energie și circuitul oscilant L_0C_0 un „întrerupător" electronic (fig. 5.11, *a*). La momente de timp bine determinate „întrerupătorul" se închide cu o frecvență egală cu frecvența proprie ν_0 a circuitului rezonant (fig. 5.11, *b*). Comanda „întrerupătorului" electronic o face chiar circuitul oscilant L_0C_0.

Procesul de autocomandă a alimentării de către sistemul oscilant însuși se numește *reacție* (pozitivă). Montajul generator de oscilații electromagnetice întreținute care realizează procesul de autocomandă (sau autoexcitație) se numește *oscilator*.

5.2.2. **Oscilator LC cu triodă.** Principiul de funcționare a oscilatorului LC cu triodă arătat în figura 5.12 este următorul. La conectarea sursei de alimentare anodică apare curentul anodic, care încarcă condensatorul C_0 aflat în circuitul oscilant L_0C_0 din circuitul anodic al triodei. În circuitul oscilant apar oscilații electromagnetice libere, amortizate. Curentul variabil care oscilează prin bobina L_0 a circuitului oscilant induce o tensiune variabilă în bobina L_g din circuitul de grilă. Această tensiune se aplică între grilă și catod

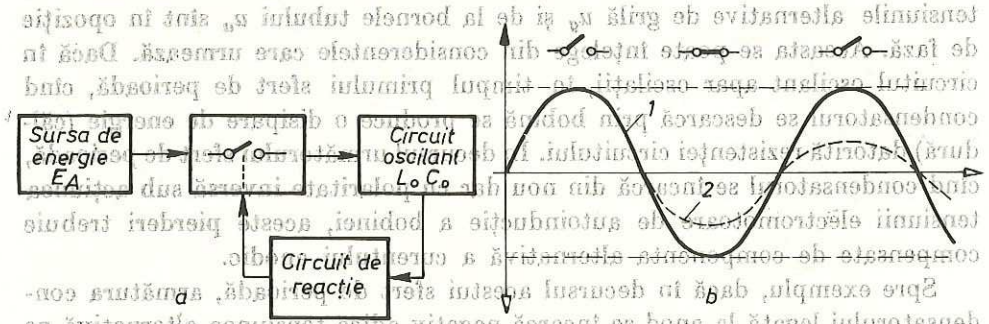


Fig. 5.11. Principiul de funcționare a unui oscilator LC:
a) schema funcțională; *b)* modul de obținere a oscilațiilor întreținute în circuitul L_0C_0; 1. oscilațiile întreținute; 2. oscilațiile amortizate din circuitul oscilant izolat.

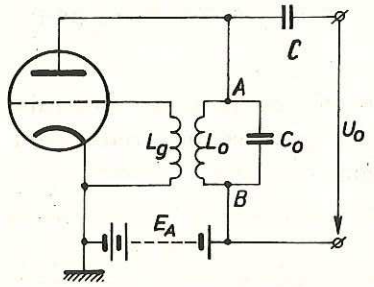


Fig. 5.12. Schema unui oscilator cu reacție inductivă: oscilatorul *LC* cu triodă. Condensatorul *C* asigură cuplajul dintre oscilator și sarcina sa, blocînd spre sarcină componenta continuă a curentului care trece prin circuitul oscilant L_0C_0.

și provoacă pulsațiile curentului anodic. Apare astfel o componentă alternativă a curentului anodic pe care o putem considera că este generată de tub, la fel ca în orice etaj de amplificare. Componenta alternativă a curentului anodic, care trece prin circuitul oscilant, face să apară o tensiune alternativă sinusoidală u_{AB} la bornele acestuia. Tensiunea u_{AB} de la bornele circuitului oscilant reprezintă tensiunea alternativă, aplicată la grila de comandă, amplificată, circuitul oscilant constituind sarcina anodică a tubului. Frecvența tensiunii alternative aplicată pe grila de comandă este egală cu frecvența ν_0 a oscilațiilor proprii ale circuitului oscilant, deci și componenta alternativă i_a a curentului anodic i_A, are aceeași frecvență ν_0. Ca atare, în circuitul anodic se produce în mod automat o rezonanță paralel datorită circuitului oscilant și, în consecință, circuitul oscilant va prezenta o impedanță mai mare pentru componenta alternativă a curentului anodic.

Pentru ca oscilațiile care apar în circuitul oscilant după închiderea circuitului anodic să nu se amortizeze și componenta alternativă să întrețină oscilațiile, trebuie ca tensiunea alternativă amplificată, care apare la bornele *A*, *B* ale circuitului oscilant datorită componentei alternative a curentului anodic, să fie în concordanță de fază cu faza oscilațiilor proprii din circuitul oscilant. În caz contrar, oscilațiile inițiale se amortizează repede și procesul de autocomandă nu se mai obține.

Faza corectă a procesului de autocomandă, de reacție deci, se realizează prin conectarea corespunzătoare a capetelor bobinelor L_0 și L_g.

Practic, dacă în circuitul oscilant nu apar oscilații, se schimbă între ele legăturile capetelor bobinei de grilă L_g și atunci oscilațiile apar, dacă bine înțeles în montaj nu sînt și alte defecte. La conectarea corectă a bobinelor, tensiunile alternative de grilă u_g și de la bornele tubului u_a sînt în opoziție de fază. Aceasta se poate înțelege din considerentele care urmează. Dacă în circuitul oscilant apar oscilații, în timpul primului sfert de perioadă, cînd condensatorul se descarcă prin bobină se produce o disipare de energie (căldură) datorită rezistenței circuitului. În decursul următorului sfert de perioadă, cînd condensatorul se încarcă din nou dar cu polaritate inversă sub acțiunea tensiunii electromotoare de autoinducție a bobinei, aceste pierderi trebuie compensate de componenta alternativă a curentului anodic.

Spre exemplu, dacă în decursul acestui sfert de perioadă, armătura condensatorului legată la anod se încarcă negativ adică tensiunea alternativă pe tub (tensiunea anodică u_a) are alternanța negativă, intensitatea curentului anodic trebuie să aibă alternanța pozitivă, adică sensul curentului este astfel încît acesta să încarce condensatorul și să-i ridice tensiunea pînă la valoarea

maximă, cu polaritatea + la armătura *B* și — la armătura *A*. Pentru aceasta trebuie ca la grila de comandă să se aplice alternanța pozitivă a tensiunii de grilă u_g, deci aceasta să fie în opoziție de fază cu tensiunea anodică u_a.

O dată amorsate oscilațiile electromagnetice din circuitul oscilant vor crește repede în amplitudine pînă la o valoare la care puterea cedată circuitului oscilant de către sursa de alimentare prin intermediul tubului (sau tranzistorului) este egală cu puterea disipată în circuitul oscilant și în restul circuitelor oscilatorului.

Regimul de funcționare a oscilatorului mai sus descris corespunde unui regim de funcționare a tubului „în clasa *A*". În acest regim puterea cedată circuitului oscilant prin intermediul tubului se face în fiecare semiperioadă. Randamentul oscilatorului și stabilitatea funcționării sale sînt mai bune, însă, în regimul numit „de clasă *C*".

În acest regim de funcționare grila triodei este astfel negativată încît tensiunea de negativare U_G este mai mică decît cea corespunzătoare blocării tubului. Intensitatea curentului anodic este zero, cu excepția vîrfurilor pozitive ale tensiunii de grilă (întrerupătorul din fig. 5.11, *a* închis), cînd acest curent circulă în impulsuri, așa cum se arată în figura 5.13.

5.2.3. **Negativarea automată prin curenți de grilă.** Pentru funcționarea în regim de clasă *C* a oscilatorului apare necesară folosirea unei negativări automate, care să depindă de amplitudinea oscilațiilor, astfel încît pentru amorsarea oscilațiilor, negativarea grilei să fie minimă. La oscilatoarele cu funcționare în clasă *C* se utilizează o negativare automată care nu folosește curentul anodic, ci curentul de grilă. În figura 5.14 este arătată schema de principiu a circuitului de grilă a unui oscilator cu negativare automată prin curenți de grilă. Ansamblul grilă-catod lucrează ca o diodă, care produce o redresare (detecție) în circuitul de grilă. În timpul alternanțelor pozitive ale tensiunii induse în circuitul de grilă, condensatorul C_g (sute de picofarazi) se încarcă

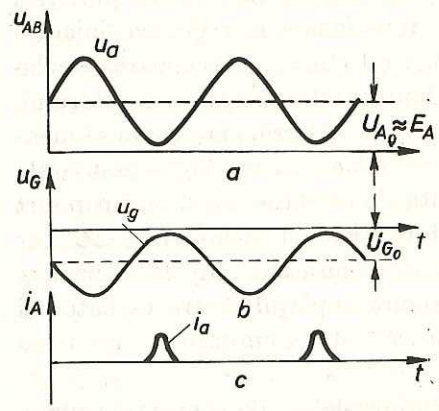


Fig. 5.13. Variația cu timpul a tensiunilor anodice și de grilă și a intensității curentului anodic.

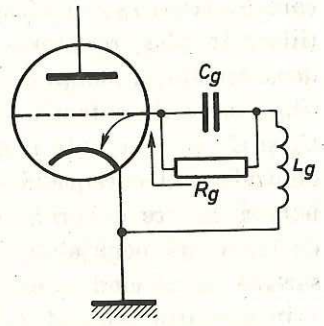


Fig. 5.14. Negativarea prin rezistor de grilă la un oscilator *LC* cu triodă în regim de clasă *C*.

prin circuitul de rezistență mică catod — bobină L_g — condensator C_g — grilă — catod. Această încărcare se face rapid, datorită faptului că circuitul de încărcare are rezistență mică. În timpul alternanțelor negative ale tensiunii induse în circuitul de grilă, regiunea grilă-catod nu conduce și condensatorul se descarcă prin rezistorul R_g, de valoare mare ($1 \div 10$ kΩ). Deoarece rezistența circuitului de descărcare este mare, acest proces are durată mai lungă. Rezultatul este că, în intervalul dintre două alternanțe pozitive condensatorul C_g se descarcă foarte puțin, păstrînd la bornele sale o tensiune U_{Cg} practic constantă și cu puțin mai mică decît amplitudinea U_g a tensiunii alternative induse u_g aplicate pe grilă ($U_{Cg} < U_g$). Tensiunea grilei, adică tensiunea dintre grilă și catod u_G, este dată de suma tensiunii alternative și a tensiunii practic continue U_{Cg} de la bornele condensatorului C_g: $u_G = U_{Cg} + U_g \sin \omega t$. Cu cît amplitudinea oscilațiilor crește, cu atît mai mare va fi tensiunea continuă de negativare U_{Cg} care apare pe condensator. În acest mod, la punerea în funcțiune a oscilatorului negativarea este zero ($U_G = 0$), deci intensitatea curentului anodic este mare și oscilațiile se vor amorsa. Pe măsură ce amplitudinea oscilațiilor crește, se va mări și negativarea, aducînd tubul în regimul de clasă C proiectat.

Pentru ca grupul rezistor-condensator de negativare automată prin curenți de grilă să funcționeze corect, adică să se mențină o valoare constantă a tensiunii continue U_{Cg} în regimul de funcționare normală, este necesar ca produsul $R_g C_g$, care se numește constantă de timp a circuitului de grilă, să fie de 10 pînă la 20 de ori mai mare decît perioada T_0 a oscilațiilor.

5.2.4. **Oscilator LC cu tranzistor.** Schema unui oscilator LC în care rolul de „întrerupător" electronic îl are un tranzistor în conexiunea emitor comun EC este arătată în figura 5.15. Circuitul oscilant L_0C_0 este conectat în circuitul de colector al tranzistorului. Bobina L_0 este cuplată inductiv cu circuitul bazei prin bobina L_b. Acest cuplaj formează bucla de reacție pozitivă a montajului oscilator. Rezistoarele R_1, R_2 și R_e asigură polarizarea potrivită a bazei tranzistorului, fixîndu-i punctul de funcționare în regiunea liniară a caracteristicii $I_C = f(U_{BE})$ (fig. 5.16). Ele au rol numai la amorsarea oscilațiilor. În plus, rezistorul R_e asigură și stabilitatea termică a tranzistorului, deoarece aplică joncțiunii bază-emitor o polarizare inversă, care tinde să mențină constantă intensitatea curentului continuu de emitor. Condensatoarele C_c și C_e au reactanțe neglijabile la frecvența de oscilație ν_0, deci din punct de vedere al curentului alternativ tranzistorul este în conexiunea EC, iar bobina L_b are o bornă conectată la masă. Condensatorul C_c, de asemenea de reactanță neglijabilă la frecvența ν_0, asigură cuplajul dintre oscilator și sarcina sa, blocînd spre sarcină componenta continuă a curentului care trece prin circuitul oscilant L_0C_0.

Să analizăm modul de funcționare a acestui oscilator. La conectarea sursei de alimentare, prin tranzistor începe să treacă un curent care încarcă pozitiv armătura superioară a condensatorului C_0. Condensatorul C_0 va începe să se descarce prin bobina L_0. Datorită fenomenului de autoinducție, prin bobina

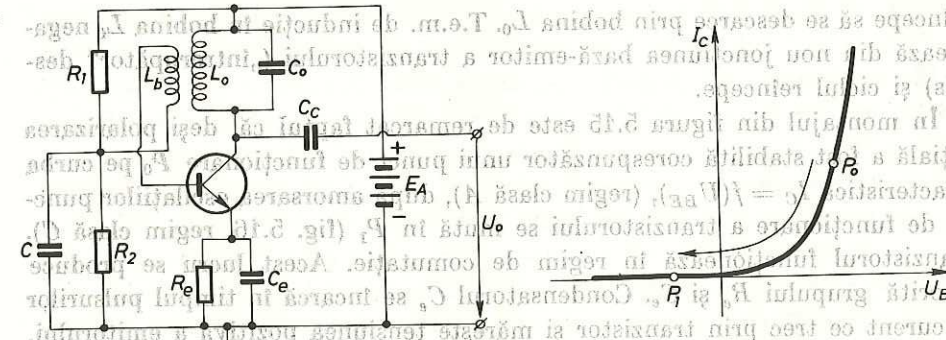


Fig. 5.15. Schema unui oscilator LC cu tranzistor *npn*.

Fig. 5.16. Pozițiile punctului de funcționare a tranzistorului din oscilatorul LC; P_0 — punctul de funcționare în absența oscilațiilor; P_1 — punctul de funcționare după amorsarea oscilațiilor întreținute.

L_0 va continua să circule curent și după ce condensatorul C_0 este descărcat complet. Acest curent va încărca din nou condensatorul, dar cu sarcină negativă pe armătura superioară. Curentul variabil prin bobina L_0 va induce o t.e.m. în bobina L_0 din circuitul bazei tranzistorului. Sensul de înfășurare a bobinei L_b este astfel ales încît t.e.m. de inducție să aibă alternanța negativă aplicată bazei tranzistorului în momentul în care condensatorul C_0 este încărcat cu sarcină negativă pe armătura sa superioară. Datorită acestei tensiuni, joncțiunea bază-emitor a tranzistorului este blocată, deci prin tranzistor nu circulă nici un curent („întrerupător" deschis).

Condensatorul C_0 va începe din nou să se descarce prin bobina L_0. Curentul prin bobina L_0 va continua să circule și după ce tensiunea la bornele condensatorului este nulă, reîncărcîndu-l din nou, dar acum cu polaritatea pozitivă pe armătura superioară. T.e.m. indusă de acest curent în bobina L_b va avea, de această dată, polaritatea pozitivă aplicată bazei tranzistorului. Ea atinge valoarea maximă, în momentul în care curentul prin bobina L_0 a încetat să circule (deci cînd condensatorul C_0 este complet încărcat). În acest moment, joncțiunea bază-emitor se deblochează, aducînd tranzistorul în regiunea de saturație („întrerupător" închis).

Apoi intensitatea curentului prin bobina L_0 va începe să crească din nou, atît datorită autoinducției, cît și sursei de alimentare E_A la care bobina L_0 este acum conectată prin intermediul tranzistorului saturat. În acest fel circuitul oscilant L_0C_0 primește de la sursa E_A energia electrică ce compensează pierderile prin rezistența activă a circuitului.

Condensatorul C_0 se va încărca atît direct de la sursa de alimentare E_A (tranzistorul fiind în regiunea de saturație) cît și datorită curentului de autoinducție prin bobina L_0. În cazul în care pierderile Joule sînt relativ mici, tensiunea la sfîrșitul încărcării lui C_0 este aproape $2E_A$. În acest moment,

el începe să se descarce prin bobina L_0. T.e.m. de inducție în bobina L_0 negativează din nou joncțiunea bază-emitor a tranzistorului („întrerupător" deschis) și ciclul reîncepe.

În montajul din figura 5.15 este de remarcat faptul că, deși polarizarea inițială a fost stabilită corespunzător unui punct de funcționare P_0 pe curba caracteristică $I_C = f(U_{BE})$, (regim clasă A), după amorsarea oscilațiilor punctul de funcționare a tranzistorului se mută în P_1 (fig. 5.16, regim clasă C). Tranzistorul funcționează în regim de comutație. Acest lucru se produce datorită grupului R_e și C_e. Condensatorul C_e se încarcă în timpul pulsurilor de curent ce trec prin tranzistor și mărește tensiunea pozitivă a emitorului. Fiind de capacitate mare ($X_{Ce} \ll R_e$), el se descarcă foarte puțin în intervalul dintre pulsuri. În consecință tensiunea medie bază-emitor devine negativă (baza tranzistorului fiind conectată la un potențial fix determinat de rezistorii R_1 și R_2).

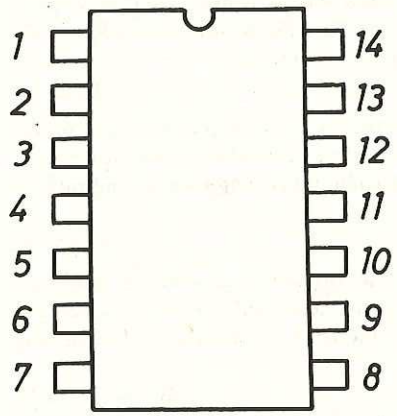
Circuitul de utilizare pentru tensiunea alternativă generată de montajul oscilator poate fi circuitul de intrare al unui etaj de amplificare, circuitul unei antene, diverse alte montaje electronice.

5.2.5. **Circuite integrate.** În evoluția electronicii cîteva date sînt de o deosebită importanță: 1907, 1948 și 1958. În anul 1907 Lee de Forest a construit — după cum știm — triode cu vid, ceea ce a însemnat nașterea electronicii ca disciplină. În anul 1948 a fost inventat tranzistorul. Această invenție a constituit o adevărată revoluție în dezvoltarea electronicii. Anul 1958 înseamnă realizarea primelor circuite integrate (inventatorul circuitului integrat este inginerul american Jack Kilby). Acestea sînt circuite electronice nicrominiaturizate, realizate într-o structură unică, inseparabilă pe o porțiune mică (numită cip*) din material semiconductor, de obicei din siliciu. Un cip obișnuit are o suprafață de aproximativ 1,5 mm² și o grosime de 0,2 mm; el poate să conțină în jur de 100 componente (tranzistoare, diode, rezistoare, condensatoare etc.). Unele circuite integrate se realizează pe cipuri cu suprafața de 5 mm² și pot cuprinde peste 5 000 de componente. Din punct de vedere funcțional circuitele integrate pot fi clasificate în două categorii: *a)* liniare (sau analogice) și *b)* digitale (adică numerice sau logice). Circuitele integrate liniare *prelucrează* sau generează semnale cu variație continuă, adică pot funcționa în regim de amplificare, modulare, generare de semnal sinusoidal etc. Aceste circuite lucrează de obicei cu semnale binare, adică semnale care au numai două valori nominale. Ele sînt folosite la calculatoare, numărătoare electronice, ceasuri electronice etc. Utilizarea circuitelor integrate a permis micșorarea simțitoare a dimensiunilor aparatelor electronice. Astfel un amplificator muzical, capabil să reproducă sunete într-o sală destul de mare, se reduce la dimensiunile unei monede de 25 bani, iar un amplificator cu două etaje de televiziune este ceva mai mic decît jumătate din mărimea unei agrafe cu care se prind hîrtiile.

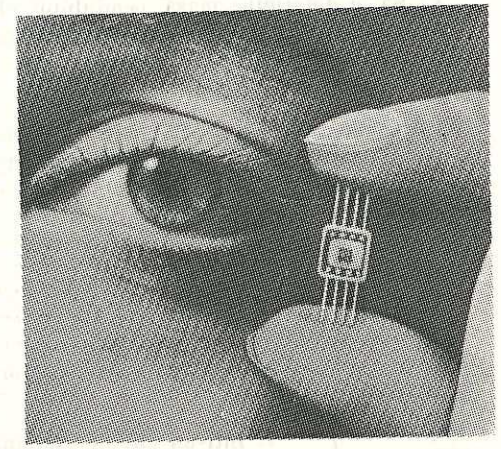
* Denumire provenită din limba engleză: *chip* — bucată, așchie.

În țara noastră, la I.P.R.S. Băneasa—București se fabrică un sortiment bogat de circuite integrate (βE 561, βE 565, TBA 790, TBA 790 K, TCA 150, TAA 661 etc.) cu domenii largi de utilizare. Circuitul integrat TAA 661 este realizat pe o plăcuță de siliciu de dimensiuni foarte mici și conține 23 tranzistoare, 22 rezistoare și 6 diode; el poate fi utilizat ca demodulator și preamplificator de audio-frecvență. Amplificatorul integrat de audio-frecvență TBA 790 K (fig. 5.17, *a*) cuprinde 23 tranzistoare și 10 rezistoare fiind realizat pe un cip de siliciu închis într-o capsulă din material plastic.

Utilizarea circuitelor integrate a căpătat, în ultimii ani, o largă răspîndire. Este foarte probabil ca într-un viitor apropiat să se construiască aparate electronice cu dimensiuni surprinzător de mici, ceea ce ar însemna un succes extraordinar al tehnologiei electronice, cu implicații revoluționare în toate ramurile economiei.



a



b

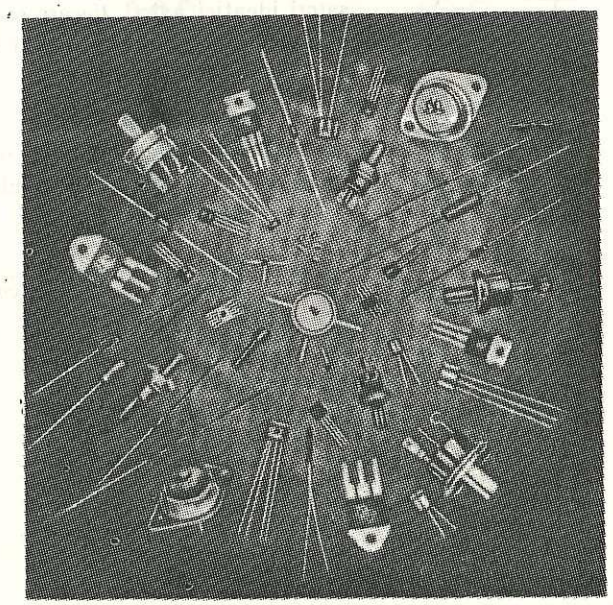


Fig. 5.17. *a)* Numerotarea terminalelor (pinilor) la circuitul integrat *TBA 790 K* (vedere din partea opusă acestora, adică vedere de sus); *b)* circuit integrat; *c)* diferite tipuri de circuite integrate și alte dispozitive electronice cu semiconductori.

ÎNTREBĂRI. PROBLEME

1. Pentru un circuit oscilant, cu rezistență neglijabilă, care mărimi determină: *a)* frecvența și *b)* amplitudinea oscilațiilor libere? Dar pentru un circuit oscilant serie?

2. De ce variația oscilatorie a mărimilor de stare ale circuitului oscilant continuă și după ce tensiunea la bornele condensatorului este zero?

Să se enumere toate mărimile de stare cu variație oscilatorie ale circuitului oscilant.

3. Cum trebuie să fie rezistența unui circuit format dintr-un condensator de capacitate 4μF o bobină de inductanță 10 mH pentru a putea deveni un circuit oscilant?

R: $R < 100\ \Omega$.

4. Un circuit oscilant serie are capacitatea condensatorului de 318 nF și inductanța bobinei de 0,8 mH.

a) Să se scrie ecuația pendulului elastic analoagă ecuației tensiunilor pentru circuitul electric descris.

b) Să se determine masa pendulului elastic, știind că frecvența proprie este de 1 000 de ori mai mică decît frecvența de rezonanță a circuitului electric, iar $k = 3\,955$ N/m.

R: 1 kg.

5. Un condensator de capacitate 0,5 μF, încărcat, este conectat la bornele unei bobine de inductanță 5 mH. Să se determine după cît timp de la conectare energia cîmpului electric al condensatorului devine egală cu energia cîmpului magnetic al bobinei. Se neglijează rezistența circuitului.

R: 39 μs.

6. Într-un circuit oscilant, cu $L = 1$ mH și $R = 3\ \Omega$, se introduce în serie un generator de t.e.m. alternativă, cu $E_m = 1{,}5$ V. Dacă frecvența t.e.m. este egală cu frecvența proprie a circuitului $\nu_0 = 100$ kHz, să se calculeze factorul de calitate a circuitului și tensiunea maximă la bornele condensatorului.

R: 210; 314 V.

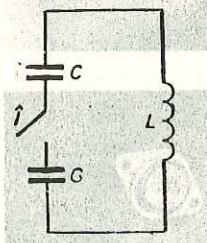


Fig. 5.18. Pentru problema 7.

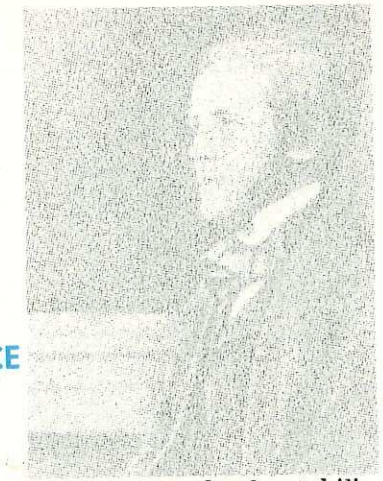
7. Într-un circuit oscilant ideal (fig. 5.18) format din doi condensatori identici având fiecare capacitatea C și o bobină cu inductanța L un condensator este încărcat, înainte de închiderea întrerupătorului $\hat{I}$ cu sarcina q_0.

Să se stabilească:

a) expresiile intensității curentului prin circuit și a sarcinii electrice de pe armăturile condensatoarelor în raport cu timpul;

b) analogia mecanică.

R: $i = q_0\sqrt{\frac{2}{LC}}\sin\sqrt{\frac{2}{LC}}\,t$; $q_1 = \frac{q_0}{2}(1 + \cos\omega t)$; $q_2 = \frac{q_0}{2}(1 - \cos\omega t)$.



6 UNDE ELECTROMAGNETICE

6.1. CÎMPUL ELECTROMAGNETIC

Experiențele lui Oersted, Ampère, Henry și Faraday au condus la stabilirea a două principii de bază ale electromagnetismului:

1) un curent electric care trece printr-un conductor produce un cîmp magnetic cu linii închise în jurul conductorului;

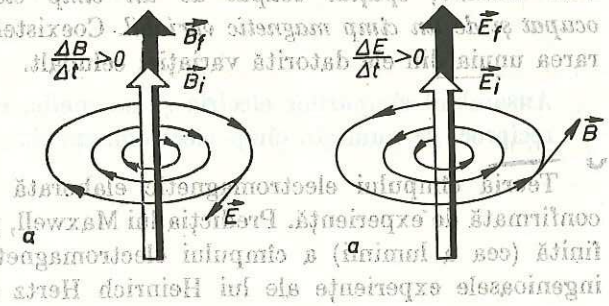
2) într-un conductor care intersectează linii de cîmp magnetic se induce o tensiune electromotoare, deci și un cîmp electric.

În 1864, James Clerk Maxwell (1831—1879) a generalizat aceste două principii prin sistemul de ecuații care-i poartă numele.

La baza teoriei lui Maxwell stau două afirmații:

— *în jurul unui cîmp magnetic variabil în timp ia naștere un cîmp electric ale cărui linii sînt închise.* Intensitatea cîmpului electric este cu atît mai mare cu cît cîmpul magnetic variază mai rapid (fig. 6.1, *a*, *b*);

— *în jurul unui cîmp electric variabil în timp ia naștere un cîmp magnetic ale cărui linii sînt închise.* Intensitatea cîmpului magnetic este cu atît mai mare, cu cît cîmpul electric variază mai rapid (fig. 6.2, *a*, *b*).



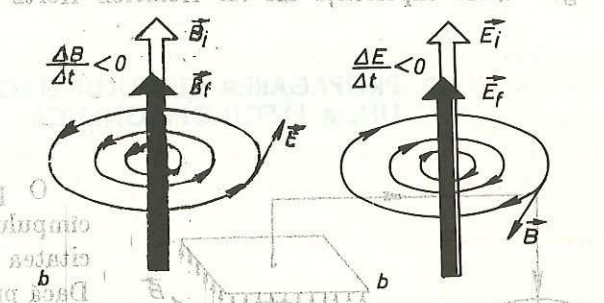


Fig. 6.1. Cîmpul electric produs de un cîmp magnetic variabil în timp. Sensul liniilor închise de cîmp electric este contrar celui dat de regula burghiului cînd vectorul $\vec{B}$ este crescător în timp și același cu cel dat de regula burghiului cînd vectorul $\vec{B}$ scade în timp.

Fig. 6.2. Cîmpul magnetic produs de un cîmp electric variabil în timp. Sensul liniilor de cîmp magnetic este dat de regula burghiului cînd vectorul $\vec{E}$ este crescător în timp și este contrar celui dat de regula burghiului cînd vectorul $\vec{E}$ scade în timp.

James Clerk Maxwell (1831—1879), fizician englez. S-a născut în Edinburgh, Scoţia, în anul în care Faraday descoperea fenomenul inducţiei electromagnetice. Are importante contribuţii în domeniul teoriei cinetice a gazelor şi electromagnetismului. Generalizînd legile experimentale ale fenomenelor electrice şi magnetice, Maxwell a pus bazele teoriei cîmpului electromagnetic. A alcătuit un sistem de ecuaţii care exprimă legile cîmpului electromagnetic. Pe baza acestor ecuaţii a dedus existenţa undelor electromagnetice, descoperite experimental de Heinrich Hertz.

A organizat în 1870 Laboratorul Cavendish de la Universitatea din Cambridge, devenit un centru mondial al cercetărilor în domeniul fizicii.

Este considerat, alături de Isaac Newton şi Albert Einstein, drept unul dintre cei mai profunzi şi productivi fizicieni din toate timpurile.

Conform teoriei lui Maxwell, porţiunea dintr-un circuit de curent alternativ, întreruptă de un condensator, participă la crearea cîmpului magnetic exterior prin cîmpul electric variabil dintre armăturile condensatorului (fig. 6.3). Prin urmare, *spaţiul ocupat de un cîmp electric variabil este simultan ocupat şi de un cîmp magnetic variabil.* Coexistenţa lor se explică prin generarea unuia din ele datorită variaţiei celuilalt.

Ansamblul cîmpurilor electric şi magnetic, care oscilează şi se generează reciproc, se numeşte cîmp electromagnetic.

Teoria cîmpului electromagnetic elaborată de Maxwell a fost deplin confirmată de experienţă. Predicţia lui Maxwell, privind propagarea cu viteză finită (cea a luminii) a cîmpului electromagnetic, a devenit realitate prin ingenioasele experienţe ale lui Heinrich Hertz (1857—1894), în anul 1888.

6.2. PROPAGAREA CÎMPULUI ELECTROMAGNETIC UNDA ELECTROMAGNETICĂ

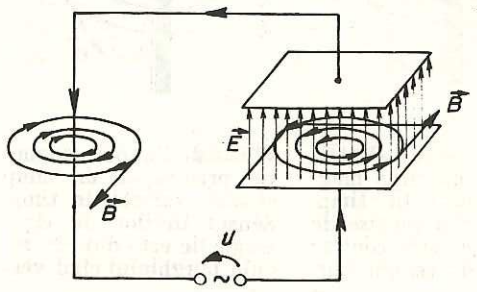


Fig. 6.3. Cîmpul electric variabil din condensator generează un cîmp magnetic $\left(\text{cazul } \frac{\Delta E}{\Delta t} > 0\right)$.

O proprietate fundamentală a cîmpului electromagnetic este capacitatea lui de a se propaga în spaţiu. Dacă printr-un conductor circulă un curent alternativ de frecvenţă înaltă, în jurul conductorului apar cîmpuri alternative, unul electric şi altul magnetic. Interdependenţa (generarea reciprocă) dintre cîmpul electric variabil şi cîmpul magnetic variabil explică propagarea cîmpului electromagnetic în spaţiu. Variaţiile cîmpului electric produc în spaţiul

Heinrich Hertz (1857—1894), fizician german, născut în Hamburg, Germania. În tinereţe l-au preocupat limbile străine şi ştiinţele umaniste. Diverse aparate primite de la bunicul său îi determină atracţia spre fizică. După ce studiază fizica şi matematica la Universitatea din Berlin, se dedică cercetărilor experimentale în domeniul electromagnetismului, dovedind existenţa undelor electromagnetice prezise de teoria lui Maxwell. A stabilit (1887) influenţa luminii ultraviolete asupra descărcărilor electrice, iniţiind studiul efectului fotoelectric extern. Interpretarea acestui efect a fost dată de Albert Einstein în anul 1905.

înconjurător un cîmp magnetic, care nu rămîne constant deoarece variază cîmpul electric care l-a generat. Dar variaţiile cîmpului magnetic produc la rîndul lor din nou un cîmp electric, care de asemenea variază, generînd din nou un cîmp magnetic ş.a.m.d. Astfel, cîmpul electromagnetic este un proces oscilatoriu care se propagă din aproape în aproape, cuprinzînd mereu porţiuni noi în spaţiu. Într-un cîmp electromagnetic ce se propagă, ambele cîmpuri variază periodic în timp; pe scurt, ambele cîmpuri au o variaţie spaţio-temporală.

Un cîmp electromagnetic care se propagă constituie o undă electromagnetică.

Pentru a descrie, apelînd la o construcţie grafică, mecanismul propagării undei electromagnetice prin vid, să considerăm un cîmp electromagnetic ca acela din figura 6.4, *a*. Presupunem că numai cîmpul magnetic are inducţia $\vec{B}$ variabilă în timp. După un interval foarte scurt de timp Δt el are forma de variaţie spaţială reprezentată cu linie punctată în figura 6.4, *b*. Se observă că noua curbă se obţine deplasînd-o pe cea iniţială pe o distanţă foarte mică în sensul pozitiv al axei Oy.

Să stabilim efectul produs asupra cîmpului electric de această variaţie a cîmpului magnetic.

În regiunea din stînga, cîmpul magnetic a scăzut ca intensitate $\left(\frac{\Delta B}{\Delta t} < 0\right)$. Prin inducţie electromagnetică ia naştere un cîmp electric a cărui intensitate se adună vectorial cu intensitatea celui existent. Intensitatea cîmpului electric indus fiind orientată de-a lungul semiaxei negative — Oz, intensitatea cîmpului electric rezultant din această regiune va scădea în valoare. În regiunea din dreapta inducţia magnetică a crescut şi vectorul intensitate a cîmpului electric indus va fi orientat de-a lungul semiaxei pozitive $+Oz$. Cîmpul electric din această regiune creşte în intensitate. Noua distribuţie a intensităţii cîmpului electric se obţine deci din cea iniţială, dacă o deplasăm puţin spre dreapta cu aceeaşi distanţă cu care se deplasează cea a inducţiei cîmpului magnetic. Pe de altă parte, conform teoriei lui Maxwell, un cîmp electric de intensitate variabilă în timp de-

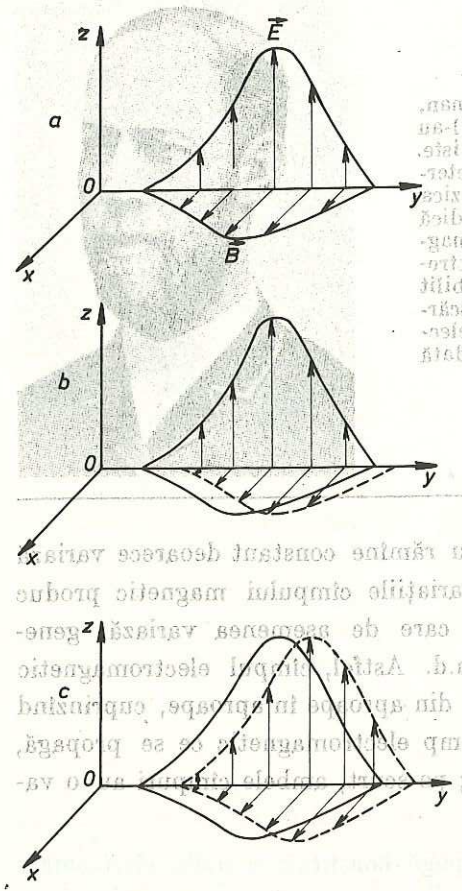


Fig. 6.4. Propagarea undei electromagnetice.

termină apariția unui cîmp magnetic. Repetînd raționamentul anterior, se observă că noul cîmp rezultant este mai puțin intens în regiunea din stînga și mai intens în regiunea din dreapta, avînd loc de asemenea o deplasare a întregii distribuții, cu o mică distanță în sensul pozitiv al axei Oy (fig. 6.4, *c*). Fenomenele se repetă apoi în mod identic. Se formează deci o undă electromagnetică, undă care se propagă de-a lungul direcției Oy în sensul ei pozitiv.

Propagîndu-se în spațiu, cîmpul electromagnetic pierde legătura cu conductorul în vecinătatea căruia a fost produs inițial. Se poate întrerupe oscilația curentului în conductor, dar unda electromagnetică își va continua deplasarea. Teoria lui Maxwell arată, și experiențele lui H. Hertz confirmă că, într-o undă electromagnetică, vectorii $\vec{E}$, $\vec{B}$ oscilează în fază în plane perpendiculare între ele și perpendiculare pe direcția de propagare a undei (fig. 6.5.). Ansamblul $\vec{E}$, $\vec{B}$ formează o undă electromagnetică transversală care se propagă în vid cu viteza c a luminii.

Viteza de propagare a undelor electromagnetice în vid a fost stabilită de Maxwell:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}},$$

ε_0 și μ_0 fiind permitivitatea electrică și respectiv permeabilitatea magnetică

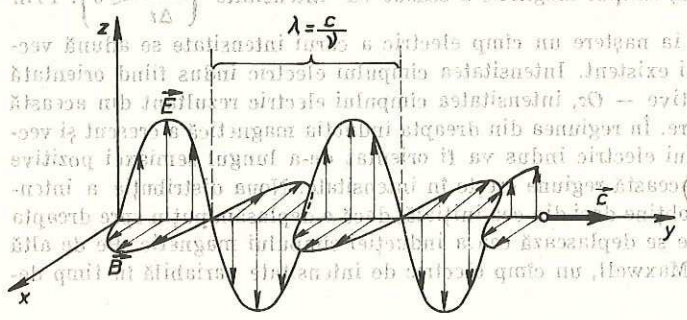


Fig. 6.5. În fiecare punct al spațiului atins de o undă electromagnetică, vectorii $\vec{E}$, $\vec{B}$ oscilează în fază, în direcții normale Ox, Oz pe direcția de propagare Oy.

a vidului. Înlocuind cu valorile numerice corespunzătoare, se obține

$$c = \frac{1}{\sqrt{8{,}85 \cdot 10^{-12} \frac{\mathrm{F}}{\mathrm{m}} \; 12{,}56 \cdot 10^{-7} \frac{\mathrm{H}}{\mathrm{m}}}} = 3 \cdot 10^8 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}.$$

Această valoare coincide cu cea a vitezei luminii în vid, valoare prezisă de teoria lui Maxwell.

Într-un mediu omogen oarecare, viteza v de propagare a undelor electromagnetice este mai mică decît în vid și are expresia:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_r}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}},$$

ε_r și μ_r fiind permitivitatea relativă și respectiv permeabilitatea relativă a mediului în care are loc propagarea.

Lungimea de undă a undelor electromagnetice într-un mediu omogen oarecare este dată de relația

$$\lambda = \frac{v}{\nu}.$$

În experiențele lui Hertz lungimea de undă era $\lambda = (0{,}6 \pm 0{,}01)$ m.

6.2.1. **Dependența temporal-spațială a componentelor $\vec{E}$ și $\vec{B}$ din unda electromagnetică.** Să presupunem că în originea axelor de coordonate $Oxyz$ se generează unde electromagnetice (fig. 6.5), forma de variație a mărimilor vectorilor $\vec{E}$ și $\vec{B}$ fiind sinusoidală:

$$E_z = E_{0z} \sin \omega t; \quad B_x = B_{0x} \sin \omega t,$$

unde E_{0z} și B_{0x} reprezintă amplitudinile, iar ω — pulsația componentei electrice, respectiv magnetice, ale undei electromagnetice.

Sensul de propagare a undei este dat de sensul de înaintare a unui burghiu drept care este rotit în sensul suprapunerii vectorului $\vec{E}$ peste vectorul $\vec{B}$, cu un unghi mai mic de π. În cazul analizat, unda se propagă în sensul semiaxei pozitive Oy. Între amplitudinile intensității cîmpului electric ($\vec{E}_0$) și inducției magnetice ($\vec{B}_0$) corespunzînd undei electromagnetice există relația:

$$\vec{E}_0 = \vec{B}_0 \times \vec{v}.$$

Pentru a stabili relația de interdependență temporală și spațială dintre vectorii electric ($\vec{E}$) și magnetic ($\vec{B}$) ai undei electromagnetice sinusoidale, vom face următorul raționament. Considerăm un punct A, situat la distanța y pe direcția de propagare. La timpul t vom avea în A aceeași stare care există în O cu timpul t' mai înainte, adică cu timpul cît i-a trebuit undei să ajungă din O în A. Dacă viteza de propagare a undei într-un mediu omogen

și izotrop este v, atunci $t' = \frac{y}{v}$, deci putem scrie pentru intensitatea cîmpului electric al undei în punctul A:

$$E = E_0 \sin \omega(t - t') = E_0 \sin \omega\left(t - \frac{y}{v}\right)$$

iar pentru inducția magnetică:

$$B = B_0 \sin \omega\left(t - \frac{y}{v}\right).$$

Argumentul acestor funcții poate fi transformat după cum urmează:

$$\omega\left(t - \frac{y}{v}\right) = \frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi y}{Tv} = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda}\right),$$

unde $\lambda = vT$ reprezintă lungimea de undă pentru unda electromagnetică avînd viteza $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}}$ și perioada de oscilație T pentru $\vec{E}$ și $\vec{B}$.

Luînd în considerație și relația $E_0 = vB_0$, se obțin pentru valorile instantanee ale intensității cîmpului electric E și inducției magnetice B ale undei electromagnetice într-un punct avînd coordonata y pe direcția de propagare expresiile:

$$E = E_0 \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda}\right)$$

$$B = \frac{E_0}{v} \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{y}{\lambda}\right).$$

O mărime principală care caracterizează unda electromagnetică este *densitatea volumică instantanee a energiei undei electromagnetice*, definită în fiecare punct al spațiului prin relația:

$$w = \frac{\Delta W}{\Delta V},$$

unde ΔW este energia undei electromagnetice în elementul de volum (foarte mic) ΔV din jurul punctului considerat.

În cazul mediilor omogene și izotrope:

$$w = \varepsilon E^2 = \frac{B^2}{\mu}.$$

Se poate defini și o *densitate volumică medie (în timp) a energiei electromagnetice* $\tilde{w}$. Pentru mediile omogene și izotrope, aceasta are expresia:

$$\tilde{w} = \frac{\varepsilon E_0^2}{2} = \frac{B_0^2}{2\mu}.$$

6.2.2. **Considerații electronice.** Într-un conductor conectat la o sursă de t.e.m. alternativă sub acțiunea cîmpului electric alternativ întreținut de

t.e.m. alternativă, electronii de conducție oscilează. Oscilația lor se propagă din aproape în aproape în conductor cu viteza luminii în vid, sub forma unei unde electronice longitudinale numită și undă de curent. Pentru un circuit alimentat sub o tensiune cu frecvența industrială $\nu = 50$ Hz, lungimea de undă λ a undei electronice este

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{50 \text{ Hz}} = 6\,000 \text{ km}.$$

Pentru circuitele obișnuite această valoare pentru λ este cu mult mai mare decît lungimea lor. În aceste circuite, dacă nu au derivații, electronii de conducție care formează gazul electronic vor oscila în fază în orice punct al circuitului. Intensitatea instantanee a curentului va fi deci aceeași în orice punct al circuitului.

Pentru conductorii în care se stabilesc curenți de foarte înaltă frecvență starea electrică a conductorului se schimbă. Pentru o frecvență foarte înaltă a tensiunii de alimentare, de exemplu 10^9 Hz, se obține:

$$\lambda = \frac{3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}}{10^9 \text{ Hz}} = 0{,}3 \text{ m}.$$

În acest caz, electronii de conducție nu mai oscilează în fază în orice punct al conductorului. *Pentru frecvențe mari intensitatea instantanee a curentului nu mai este aceeași în toate punctele conductorului.* În acest caz pot apărea reflexii ale undei de curent la capetele conductorului care să producă o undă staționară.

6.3. PRODUCEREA UNDELOR ELECTROMAGNETICE

6.3.1. **Circuitul oscilant deschis.** Pentru obținerea unei unde electromagnetice este necesar un generator de oscilații electromagnetice, așa cum pentru producerea undelor acustice trebuie folosit un vibrator. Unul dintre cele mai cunoscute circuite folosite pentru a radia în spațiu unde electromagnetice este *circuitul oscilant deschis* alimentat de un generator de oscilații electromagnetice.

Circuitul oscilant închis nu radiază practic unde electromagnetice. De exemplu, în cazul circuitului oscilant închis din figura 6.3, *a*, curenții din laturile opuse și undele radiate de acești curenți au sensuri, respectiv faze opuse. Perpendicular pe planul circuitului aceste unde se anulează reciproc. De-a lungul planului circuitului LC, defazajul între aceste unde este dat de latura δ a circuitului LC. Cum, în majoritatea cazurilor, $\delta \ll \lambda$, defazajul introdus de latura δ este practic nul și undele care pleacă în aceste direcții se anihilează reciproc.

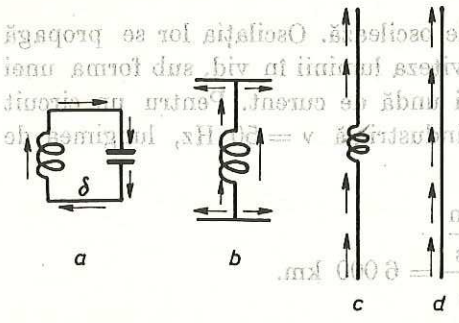


Fig. 6.6. Transformarea unui circuit oscilant închis într-un circuit oscilant deschis (dipol).

Se poate schimba însă construcția circuitului oscilant, în așa fel încît în elementele lui separate curenții să aibă același sens. Pentru aceasta se îndepărtează armăturile condensatorului și se întind conductorii care leagă bobina cu condensatorul, într-o linie dreaptă (fig. 6.6, *b* și *c*).

Un circuit oscilant deschis se numește *dipol*.

Cel mai simplu circuit oscilant deschis este un fir conductor drept, străbătut de un curent alternativ de frecvență mare (fig. 6.6, *d*). În mijlocul conductorului liniar se intercalează o bobină pentru inducerea curentului oscilant de frecvență înaltă (fig. 6.6., *c*).

În spațiul din jurul dipolului există deci un cîmp electromagnetic care oscilează periodic cu frecvența curentului alternativ din dipol.

Sarcinile de pe dipol (fig. 6.7) produc un cîmp electric peste care se suprapune cîmpul generat de variația în timp a cîmpului magnetic produs de curentul din dipol. Prin suprapunerea acestor două cîmpuri rezultă, în momentul cînd intensitatea curentului în conductor este zero, un cîmp electric cu linii de cîmp închise. Cîmpul electric cu linii închise se desprinde de dipol $\left(\text{momentul } t > \frac{T}{2}, \text{ fig. } 6.7\right)$ și începe să se propage. În semiperioada următoare, procesul se repetă, dar sensul cîmpurilor electric și magnetic este inversat. Oscilațiile cîmpului electromagnetic se propagă în spațiu după mecanismul cunoscut.

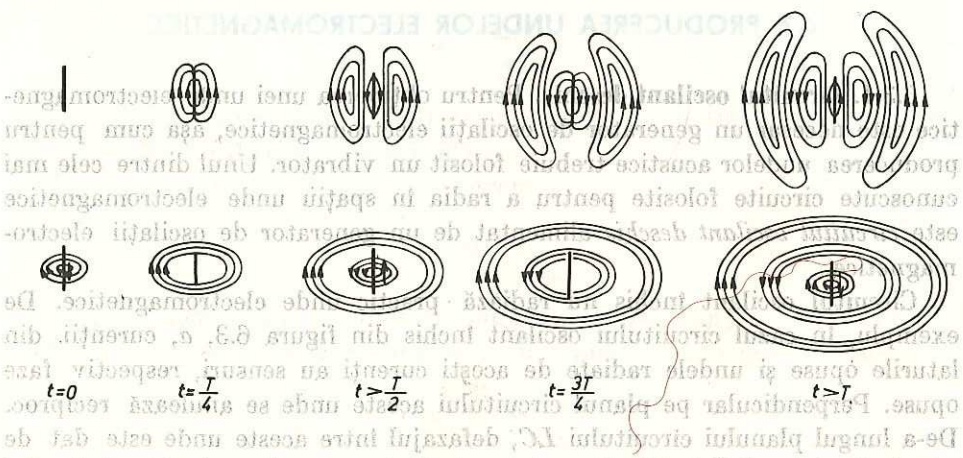


Fig. 6.7. Cîmpul electromagnetic radiat de un dipol electric. În apropierea dipolului excitator, componenta magnetică și cea electrică se deplasează cu o diferență de drum $\Delta\lambda = \frac{\lambda}{4}$. După ce s-au detașat, ele se propagă fără diferență de drum.

6.3.2. **Antena** este un dipol (circuit oscilant deschis), folosit pentru a radia în spațiu, sau pentru a capta unde electromagnetice de o anumită frecvență. Inductanța și capacitatea unui conductor de antenă sînt uniform distribuite de-a lungul lui. Fiecare metru de conductor are, aproximativ, o capacitate de 5 pF și o inductanță de 2μH. Antena, ca orice circuit oscilant, va avea o frecvență proprie ν_0 de oscilație, invers proporțională cu lungimea firului. Pentru ca energia undelor electromagnetice să aibă valori mari, trebuie ca frecvența oscilațiilor cu care este excitată antena să fie egală cu frecvența ei proprie ν_0. Cea mai simplă antenă constă dintr-un fir conductor izolat de pămînt, lungimea firului fiind egală cu jumătate din lungimea de undă proprie λ_0 (numită și lungime de undă fundamentală), adică $l = \frac{\lambda_0}{2}$. O asemenea antenă se denumește *dipol semiundă*. Acest tip de antenă este analog unui tub sonor de lungime $\frac{\lambda}{2}$ închis la capete. La mijloc, tubul are un orificiu unde, cu ajutorul unui sistem oscilant, se produce oscilația care provoacă rezonanța coloanei de aer. Oscilațiile mecanice ale coloanei de aer din tub dau naștere unei unde staționare cu noduri la capete. Analog, la capetele antenei, unda electronică staționară prezintă noduri (de curent), iar la mijlocul antenei un ventru (de curent).

În timpul unei semiperioade curentul circulă într-un singur sens în lungul firului, iar în semiperioada următoare sensul se schimbă. Curentul prezintă o distribuție neuniformă a intensității efective, zero la capete și maximă la mijlocul antenei.

Astfel:

$$\lambda_0 = 2l,$$

se spune în acest caz că antena lucrează pe frecvența fundamentală (sau *modul fundamental*).

Și tensiunea este de asemenea neuniform distribuită de-a lungul antenei. S-a convenit să se numească tensiune, într-un punct oarecare al antenei, diferența de potențial dintre punctul dat și punctul simetric de pe jumătatea a doua a firului.

Cu ajutorul unui instrument de măsură adecvat (milivoltmetru electronic) se poate stabili variația tensiunii efective U de-a lungul antenei. Măsurătorile arată că valoarea maximă a tensiunii efective, adică ventrul de tensiune, este totdeauna la capetele firului (de unde și necesitatea de a izola perfect antena). La mijloc, unde se află bobina de cuplaj cu generatorul, tensiunea este nulă (nod de tensiune).

În cazul undei electronice staționare din antena semiundă valorile efective ale intensității curentului și tensiunii diferă în diversele puncte ale firului, dar distribuția lor în timp de-a lungul firului rămîne constantă. Variază doar valorile instantanee i și u.

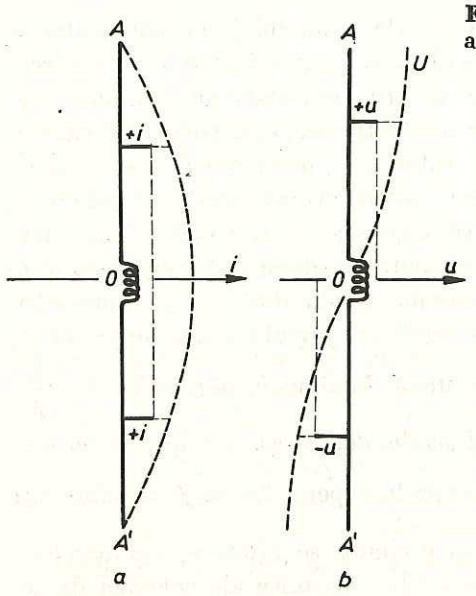


Fig. 6.8. *a)* **Distribuţia intensităţii efective a curentului şi** *b)* **a potenţialului de-a lungul unei antene** $\frac{\lambda}{2}$.

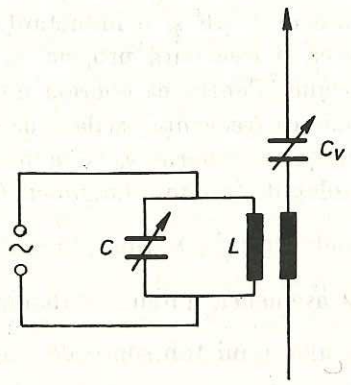


Fig. 6.9. Antenă acordată cu condensator variabil.

După cum se observă şi în figura 6.8, *a* şi *b*, ventrului de intensitate îi corespunde un nod de tensiune (de potenţial, prin raportare la potenţialul punctului O, considerat zero).

Între tensiunea şi intensitatea curentului din antenă există un defazaj de $\frac{\pi}{2}$ rad, la fel ca la circuitul oscilant închis.

Dacă antena trebuie să funcţioneze pe diferite lungimi de undă, este necesară acordarea ei, adică să fie modificată corespunzător lungimea de undă proprie. În practică, antena este acordată prin aceleaşi metode ca şi un circuit oscilant închis:

— pentru a mări lungimea de undă proprie a unei antene, se introduce în circuitul ei o bobină care are acelaşi efect ca şi mărirea lungimii ei;

— dacă se conectează în serie cu antena un condensator, lungimea de undă proprie a antenei se va micşora. Condensatorul fiind conectat în serie cu antena, capacitatea totală a circuitului de antenă va scădea, ceea ce este echivalent cu scurtarea antenei.

De obicei se introduce în circuitul antenei un condensator variabil (fig. 6.9) pentru a acorda antena pe frecvenţa dorită.

Problemă rezolvată

Un conductor vertical izolat la capete formează o antenă având o lungime $l = 30$ m şi o capacitate proprie $C_A = 100$ pF. *a)* Să se calculeze inductanţa proprie a antenei. *b)* Care ar fi lungimea de undă fundamentală a antenei, dacă un capăt al ei s-ar pune la pământ? *c)* Ca la orice sistem oscilant (oscilator), şi în cazul funcţionării antenei trebuie să aibă loc oscilaţia valorilor energiei. Să se explice mecanismul acestui proces. *d)* Se presupune că intensitatea efectivă a curentului este aceeaşi în ambele cazuri (*a*) şi (*b*). Să se arate în ce caz energia transportată de undele electromagnetice este mai mare.

Rezolvare

a) La funcţionare pe modul fundamental $\lambda_0 = 2l = 60$ m şi $\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0} = 5 \cdot 10^6$ Hz.

Din condiţia de rezonanţă a circuitului acordat $\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, se obţine $L = 10^{-5}$ H.

b) La capătul legat la pământ al antenei se formează un nod pentru potenţial, deoarece potenţialul pământului este nul şi un ventru de curent, deoarece electronii se pot scurge din (sau în) pământ. La capătul opus se formează un nod pentru curent $I = 0$ la orice moment, deoarece electronii nu mai au unde să se scurgă,şi un ventru de tensiune. Antena este acum analoagă unui tub sonor închis la un capăt şi deschis la celălalt. Lungimea de undă fundamentală este în acest caz $\nu_0 = 4l = 120$ m.

c) Antena este un oscilator de tip electromagnetic. Energia cîmpului electric creat de sarcinile de la capetele antenei (la momentele pentru care $i = 0$) se transformă periodic în energie a cîmpului magnetic al curentului alternativ (momentele pentru care i este maxim în centrul conductorului) şi invers.

d) La aceeaşi intensitate efectivă a curentului din antenă, energia undelor electromagnetice radiate este cu atît mai mare, cu cît frecvenţa de oscilaţie este mai mare. Explicaţia constă în faptul că intensitatea cîmpului electric (magnetic) generat prin variaţiile cîmpului magnetic (electric) — deci energia transportată de undele electromagnetice — este cu atît mai mare, cu cît variaţiile respective sînt mai rapide. Puterea antenei semiundă este deci mai mare decît cea a antenei sfert de undă.

6.3.3. Mişcarea accelerată a purtătorilor de sarcină, sursă de undă electromagnetică. Undele electromagnetice radiate de o antenă iau naştere din mişcarea accelerată a electronilor de conducţie. Aceştia efectuează o mişcare oscilatorie de-a lungul antenei.

Să analizăm procesul de radiaţie a undelor electromagnetice pornind de la proprietăţile cîmpului electric şi magnetic al purtătorilor de sarcină electrică.

Într-un sistem de referinţă în care o particulă cu sarcină se află în repaus, aceasta creează un cîmp electric coulombian în care liniile de cîmp sînt uniform distribuite (fig. 6.10, *a*). Dacă particula se află în mişcare rectilinie

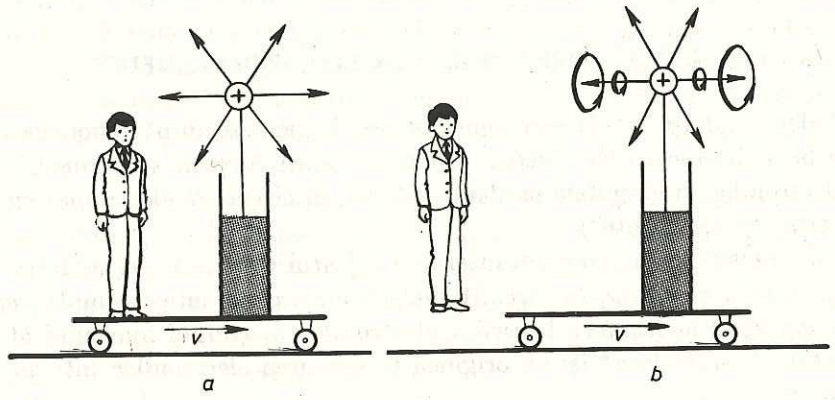


Fig. 6.10. *a)* **Dacă particula cu sarcină electrică** q **se află în repaus constatăm numai acţiunea cîmpului ei coulombian.** *b)* **Dacă particula cu sarcina electrică** q **se mişcă faţă de noi, constatăm şi acţiunea unui cîmp magnetic.**

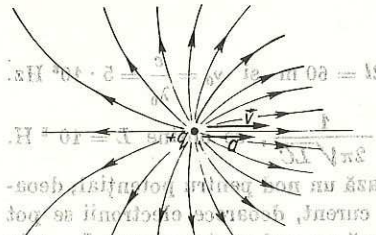


Fig. 6.11. Modificarea structurii liniilor de cîmp electric al unei particule cu sarcină electrică, în mişcare rectilinie accelerată.

uniformă, structura cîmpului electric se modifică. În direcţia deplasării, liniile de cîmp se răresc, iar în cea perpendiculară se îndesesc, fenomen cu atît mai pronunţat cu cît viteza particulei este mai mare.

În acelaşi timp, deplasarea particulei cu sarcină fiind echivalentă cu un curent electric, rezultă că liniile cîmpului magnetic sînt cercuri situate într-un plan perpendicular pe direcţia mişcării (fig. 6.10, *b*).

Dacă aceste consideraţii sînt valabile în cazul deplasării particulei într-un dielectric, să zicem aer sau vid, situaţia se modifică pentru deplasarea printr-un conductor. Deoarece într-un fir metalic se află purtători de sarcină atît pozitivi cît şi negativi, cîmpul electric din exteriorul conductorului este practic nul. Curentul electric care parcurge un conductor creează deci practic numai un cîmp magnetic.

Modificarea de structură a cîmpului electric al particulei cu sarcină nu este însoţită şi de o variaţie a energiei electromagnetice. Rezultă că nu apare în nici un fel un transfer de energie de la particulă la cîmpul ei. Aceasta înseamnă că particula cu sarcină nu va radia unde electromagnetice. Aşadar, *o particulă cu sarcină electrică în mişcare rectilinie şi uniformă nu radiază unde electromagnetice.*

În cazul în care particula are o mişcare accelerată, liniile cîmpului electric nu mai sînt drepte, devin curbe (fig. 6.11). Pentru a produce această variaţie, particula cu sarcină trebuie să radieze unde electromagnetice. În concluzie, *o particulă cu sarcină electrică, în mişcare accelerată radiază unde electromagnetice.*

6.4. CLASIFICAREA UNDELOR ELECTROMAGNETICE

Undele (radiaţiile) electromagnetice pot fi grupate după fenomenul care stă la baza producerii lor. Astfel, radiaţiile numite *herţiene* se datoresc oscilaţiei electronilor în circuitele oscilante *LC* sau în circuitele electronice speciale („cu cavităţi rezonante").

Prin transformarea energiei interne a oricărui corp în energie electromagnetică rezultă *radiaţiile termice*. Radiaţiile electromagnetice, numite *radiaţii de frînare*, apar la frînarea bruscă a electronilor în cîmpul nucleului atomic. *Radiaţiile de sincrotron** îşi au originea în mişcarea electronilor într-un cîmp magnetic.

* Denumirea se datoreşte faptului că acest fenomen a fost pus în evidenţă la o instalaţie de accelerare a electronilor în cîmp magnetic, numită sincrotron.

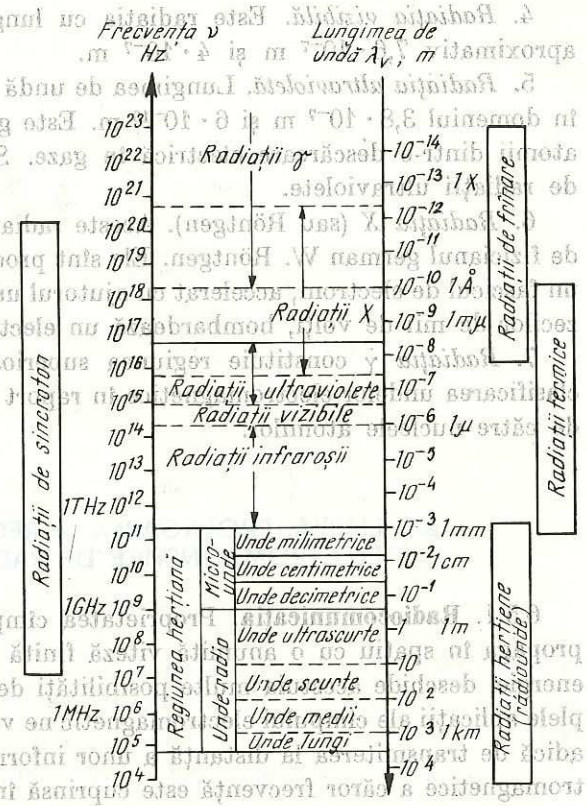


Fig. 6.12. Clasificarea undelor (radiaţiilor) electromagnetice, în raport de frecvenţa ν şi lungimea de undă în vid λ_v. În interiorul scalei $\nu - \lambda_v$ sînt date denumirile uzuale pentru diferite intervale de frecvenţe (lungimi de undă). În afara scalei sînt indicate cele patru moduri de producere a radiaţiilor electromagnetice.

Acestor grupe de radiaţii le corespund anumite domenii de frecvenţe (fig. 6.12).

Cea mai uzuală împărţire a radiaţiilor electromagnetice se face însă după frecvenţă şi lungimea de undă în vid. Această împărţire cuprinde, aşa cum se arată în diagrama din figura 6.12, grupele:

1. *Undele radio.* Domeniul de frecvenţă a acestor unde este cuprins între zeci de hertzi pînă la un gigahertz (1 GHz $= 10^9$ Hz), adică au lungimea de undă cuprinsă între cîţiva km pînă la 30 cm. Se utilizează în special în transmisiile radio şi TV. După lungimea de undă se subîmpart în unde lungi (30 km—750 m), unde medii (750—50 m), unde scurte (50—10 m) şi unde ultrascurte (10 m — 30 cm).

2. *Microundele.* Sînt generate ca şi undele radio de instalaţii electronice. Lungimea de undă este cuprinsă între 30 cm şi 1 mm. În mod corespunzător frecvenţa variază între 10^9—$3 \cdot 10^{11}$ Hz. Se folosesc în sistemele de telecomunicaţii, în radar şi în cercetarea ştiinţifică la studiul proprietăţilor atomilor şi moleculelor, a plasmei în sistem gaz ionizat. Se subîmpart în unde decimetrice, centimetrice şi milimetrice.

3. *Radiaţia infraroşie.* Cuprinde domeniul de lungimi de undă situat între 10^{-3} şi $7,8 \cdot 10^{-7}$ m ($3 \cdot 10^{11}$—$4 \cdot 10^{14}$ Hz). În general sînt produse de corpurile încălzite. În ultimul timp s-au realizat instalaţii electronice care emit unde infraroşii cu lungimea de undă submilimetrică.

4. *Radiația vizibilă.* Este radiația cu lungimea de undă cuprinsă între aproximativ $7{,}6 \cdot 10^{-7}$ m și $4 \cdot 10^{-7}$ m.

5. *Radiația ultravioletă.* Lungimea de undă a acestei radiații este cuprinsă în domeniul $3{,}8 \cdot 10^{-7}$ m și $6 \cdot 10^{-10}$ m. Este generată de către moleculele și atomii dintr-o descărcare electrică în gaze. Soarele este o sursă puternică de radiații ultraviolete.

6. *Radiația X* (sau Röntgen). Aceste radiații au fost descoperite în 1895 de fizicianul german W. Röntgen. Ele sînt produse în tuburi speciale în care un fascicul de electroni, accelerat cu ajutorul unei tensiuni electrice de ordinul zecilor de mii de volți, bombardează un electrod.

7. *Radiația* γ constituie regiunea superioară ($3 \cdot 10^{18} - 3 \cdot 10^{22}$ Hz) în clasificarea undelor electromagnetice în raport cu frecvența lor. Sînt produse de către nucleele atomilor.

6.5. EMISIA, PROPAGAREA ȘI RECEPȚIA UNDELOR ELECTROMAGNETICE DE RADIOFRECVENȚĂ

6.5.1. **Radiocomunicația.** Proprietatea cîmpului electromagnetic de a se propaga în spațiu cu o anumită viteză finită și de a transporta o anumită energie, deschide acestuia multe posibilități de aplicații practice. Din multiplele aplicații ale cîmpului electromagnetic ne vom ocupa de radiocomunicații, adică de transmiterea la distanță a unor informații cu ajutorul undelor electromagnetice a căror frecvență este cuprinsă între 10^5 Hz și 10^9 Hz, numite unde radio.

Informația de transmis poate fi: sunetul (vorbirea, muzica etc.) în radiofonie, imaginea în televiziune sau anumite semnale codificate (de exemplu alfabetul Morse) în telegrafie. Cu ajutorul unor traductoare adecvate (microfon, cameră de luat vederi etc.) aceste informații sînt transformate în oscilații electrice, oscilații de audiofrecvență *(AF)* în cazul sunetelor, oscilații de videofrecvență *(VF)* în cazul imaginilor etc.

În paragrafele precedente, s-a arătat că sursele care emit unde electromagnetice au o capacitate de emisie cu atît mai pronunțată cu cît frecvența acestora este mai mare. Pe de altă parte, cu cît vrem să transmitem simultan o cantitate mai mare de informații, cu atît frecvența undei care transportă informația, numită undă purtătoare, trebuie să fie mai mare. S-a stabilit că frecvența undei purtătoare trebuie să fie cu cel puțin un ordin de mărime mai mare decît frecvența oscilației electrice corespunzătoare informației. Deoarece informația care reprezintă sunetul corespunde unor oscilații a căror frecvență acoperă un domeniu de la 20 Hz la 20 kHz, iar în cazul imaginii acest domeniu este de 5÷6 MHz, rezultă că frecvența undelor purtătoare trebuie să fie peste 100 kHz în radiofonie, iar în cadrul televiziunii, de zeci de MHz.

O undă purtătoare poate fi scrisă sub forma:

$$E = E_0 \sin(\omega t - \varphi)$$

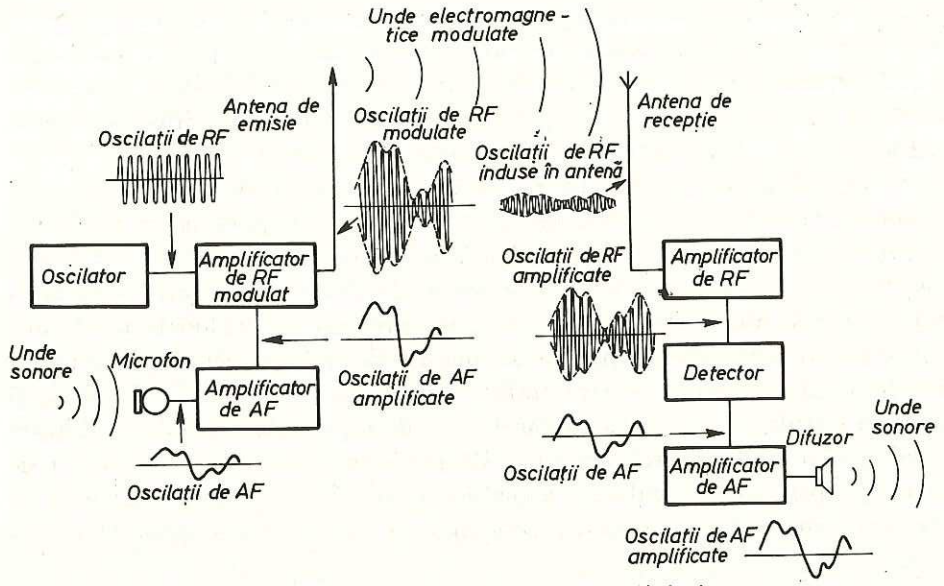


Fig. 6.13. Schema unei transmisii radiofonice.

unde E_0, ω și φ reprezintă respectiv amplitudinea, pulsația și faza inițială. Informația se poate transmite variind unul dintre acești parametri. Această modificare a amplitudinii, frecvenței sau fazei în ritmul oscilației ce trebuie transmisă se numește modulație. Există deci o modulație în amplitudine, în frecvență și de fază.

Un sistem de radiocomunicații este alcătuit din trei părți: emițătorul, mediul de propagare și receptorul. Emițătorul este format dintr-un oscilator, un amplificator de radiofrecvență *(RF)* modulat, un amplificator de audiofrecvență *(AF)* prevăzut cu un microfon și antena de emisie (fig. 6.13). Undele sonore sînt transformate de microfon în oscilații electrice de *AF* și amplificate de amplificatorul la care este conectat microfonul. Oscilatorul generează oscilația de *RF* care va da naștere undei purtătoare. Amplificatorul de *RF* modulat are un dublu rol: pe de o parte amplifică oscilația de *RF*, iar pe de altă parte modulează această oscilație cu semnalul de *AF*. În acest mod se obține o oscilație de *RF* modulată în amplitudine, frecvență sau fază. În figura 6.13 s-a reprezentat forma oscilației modulate în amplitudine în antena de emisie. Se observă că amplitudinea acestei oscilații nu este constantă ci variabilă în ritmul semnalului de *AF*. Antena de emisie transformă aceste oscilații în unde electromagnetice modulate. Mediul de propagare pentru aceste unde, în cazul radiocomunicațiilor terestre, este atmosfera terestră.

Receptorul este format din: antena de recepție, amplificatorul de *RF*, detectorul, amplificatorul de *AF* și sistemul de redare a informației (difuzor, cască telefonică etc.). Oscilația de *RF* modulată, indusă în antena de recepție, este amplificată în etajul amplificator de *RF*. Extragerea informației din

semnalul modulat se realizează cu ajutorul procesului de demodulare. Acest proces, invers celui de modulare, are loc în etajul detector, pentru modulația în amplitudine, sau în etajul discriminator, pentru modulația în frecvență. Semnalul de *AF* obținut la ieșirea etajului detector este amplificat în amplificatorul de *AF* și transformat în sunete de către difuzor.

Radiocomunicațiile, adică transmiterea informației prin radio între diferiți corespondenți, pot fi unilaterale sau bilaterale. Se spune că se realizează o comunicație radio unilaterală cînd informația circulă numai într-un singur sens, de la un corespondent *A* către alt corespondent *B*. Pentru realizarea unei transmisii bilaterale se construiesc aparate care au înglobate în ele atît emițătorul cît și receptorul. Asemenea aparate de emisie-recepție pot fi observate în multe domenii de activitate: construcții, agricultură, dirijarea și controlul circulației etc. Aceste aparate sînt de mică putere și pot fi utilizate numai pentru distanțe relativ mici. Răspîndirea largă a acestor tipuri de aparate a fost posibilă datorită apariției tranzistorilor și a circuitelor integrate care au permis construirea unor aparate miniaturizate, ușor transportabile.

6.5.2. **Modulația de amplitudine. Emițătorul radio.** Cea mai simplă oscilație de *AF* folosită în modulație este cea sinusoidală (fig. 6.14, *a*). Matematic, această oscilație poate fi reprezentată cu ajutorul funcției sinus sau

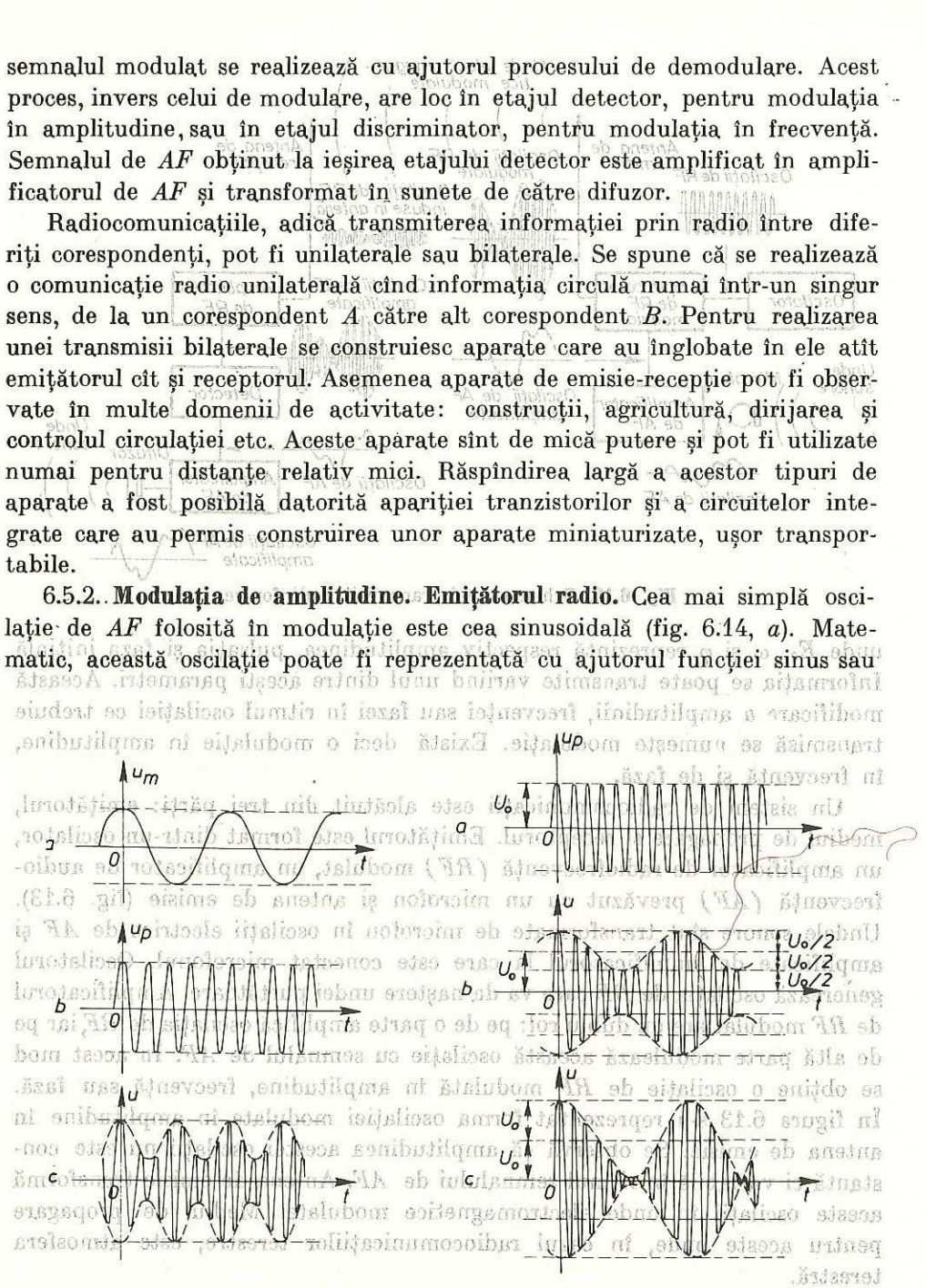


Fig. 6.14. Formarea oscilației *MA*: *a)* oscilația modulatoare (informația); *b)* oscilația purtătoare (nemodulată); *c)* oscilația modulată în amplitudine.

Fig. 6.15. Oscilația *MA* pentru diferit valori ale gradului de modulație: *a)* oscilația purtătoare ($m = 0$); *b)* oscilația modulată pentru $m = 0{,}5$; *c)* oscilația modulată pentru $m = 1$.

cosinus. Fie: $u_m = U_m \cos \omega_m t$, unde u_m reprezintă valoarea momentană, U_m este amplitudinea iar $\omega_m = 2\pi f_m$ este pulsația (sau frecvența unghiulară) a acestei oscilații. S-a notat cu f_m frecvența modulatoare care este cuprinsă în spectrul audio (de exemplu $f_m = 1$ kHz). Oscilația de *RF* nemodulată (fig. 6.14, *b*) poate fi scrisă în mod asemănător: $u_p = U_0 \cos \omega_0 t$ în care $\omega_0 = 2\pi f_0$ este pulsația, iar f_0 este frecvența acestei oscilații, numită frecvență purtătoare (de exemplu $f_0 = 100$ kHz). Subliniem că frecvența purtătoare f_0 trebuie să fie mult mai mare decît frecvența modulatoare f_m (în cazul de față de 100 de ori) pentru a evita producerea fenomenului de bătăi. În figura 6.14 acest lucru este sugerat calitativ. Oscilația modulată (fig. 6.14, *c*) nu are amplitudinea constantă în timp; aceasta variază în ritmul oscilației modulatoare. Se poate arăta că o asemenea oscilație poate fi scrisă sub forma:

$$u = U_0(1 + m \cos \omega_m t) \cos \omega_0 t,$$

unde m este un număr cuprins între 0 și 1 și poartă numele de grad de modulație. Amplitudinea oscilației modulate este $U_0(1 + m \cos \omega_m t)$ și variază în timp între $U_0(1 + m)$ și $U_0(1 - m)$. Sinusoida de *RF* este tangentă la curba punctată ce reprezintă amplitudinea. Această curbă se numește înfășurătoarea (anvelopa) oscilației modulate. Semnificația gradului de modulație m este sugerată cu ajutorul figurii 6.15 în care s-a reprezentat purtătoarea nemodulată, oscilația modulată pentru $m = 0{,}5$ și pentru $m = 1$. Gradul de modulație m reprezintă raportul dintre devierea ΔU a amplitudinii semnalului de la valoarea sa medie U_{med} și această valoare medie: $m = \Delta U / U_{med}$. Măsurarea valorilor ΔU și U_{med} este dificilă și de aceea se utilizează următoarele calcule:

$$\Delta U = (U_{max} - U_{min})/2 \text{ și } U_{med} = (U_{max} + U_{min})/2,$$

$$\text{deci } m = (U_{max} - U_{min})/(U_{max} + U_{min}).$$

Expresia matematică a oscilației modulate în amplitudine (*MA*) poate fi scrisă și sub forma:

$$u = U_0 \cos \omega_0 t + mU_0 \cos \omega_m t \cos \omega_0 t.$$

Rezultă că oscilația *MA* poate fi considerată ca suma a două oscilații: o oscilație de frecvență f_0 și amplitudine constantă U_0 (purtătoare) și o oscilație de frecvență f_0 și amplitudine variabilă în timp proporțională cu $m \cdot \cos \omega_m t$ numită produs de modulație.

În absența modulației ($m = 0$), produsul de modulație dis-

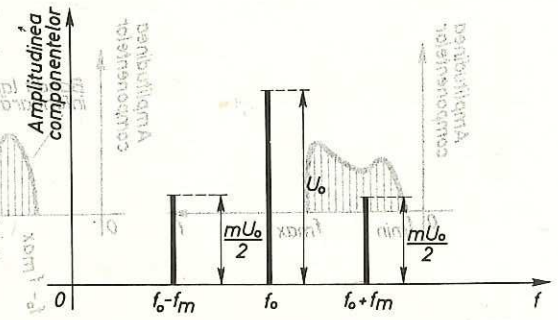


Fig. 6.16. Componentele oscilației *MA* (spectrul de amplitudine).

pare. La rîndul său, produsul de modulație se poate descompune astfel încît oscilația *MA* devine:

$$u = U_0 \cos \omega_0 t + \frac{mU_0}{2} \cos (\omega_0 + \omega_m) t + \frac{mU_0}{2} \cos (\omega_0 - \omega_m) t.$$

Această relație ne permite să afirmăm că oscilația *MA* este suma a trei oscilații sinusoidale de amplitudini constante ce au frecvențele egale respectiv cu f_0, $f_0 + f_m$ și $f_0 - f_m$. Prima oscilație este purtătoarea, celelalte două se numesc componente laterale (superioară, respectiv inferioară), după dispunerea lor pe axa frecvențelor. În mod obișnuit aceste componente se reprezintă simbolic cu ajutorul unor segmente de dreaptă de lungimi proporționale cu amplitudinile fiecăreia. O asemenea reprezentare este dată în figura 6.16 și se numește *spectru de amplitudine* al oscilației *MA*. Dacă $f_0 = 100$ kHz și $f_m = 1$ kHz, componentele laterale au frecvențele de 99 kHz și 101 kHz. În realitate purtătoarea nu este modulată cu o oscilație pur sinusoidală, ci cu o mulțime de oscilații avînd frecvențele cuprinse în domeniul audio. În acest caz oscilația modulată are un spectru mult mai bogat: fiecărei componente sinusoidale audio îi corespunde cîte o pereche de componente laterale. Toate componentele laterale superioare formează banda laterală superioară a oscilației modulate, iar totalitatea componentelor laterale inferioare formează banda laterală inferioară. În figura 6.17 este reprezentat spectrul unui semnal modulator și spectrul corespunzător al oscilației modulate în amplitudine.

Modulația în amplitudine se poate realiza aplicînd semnalul de *AF* pe unul din electrozii unui tranzistor dintr-un etaj amplificator de *RF*. Există, deci, trei variante pentru modulația de amplitudine: modulație pe emitor, pe bază și pe colector. Toate aceste variante sînt utilizate în practică, ele prezentînd atît avantaje cît și dezavantaje.

Astfel, în cazul modulației pe emitor (sau bază) avantajul constă în faptul că semnalul de *AF* poate avea valori mici (deci nu este necesară o amplificare mare a oscilației de *AF*, ceea ce simplifică schema de principiu), iar dezavantajul constă în faptul că distorsiunile introduse de etaj sînt relativ mari.

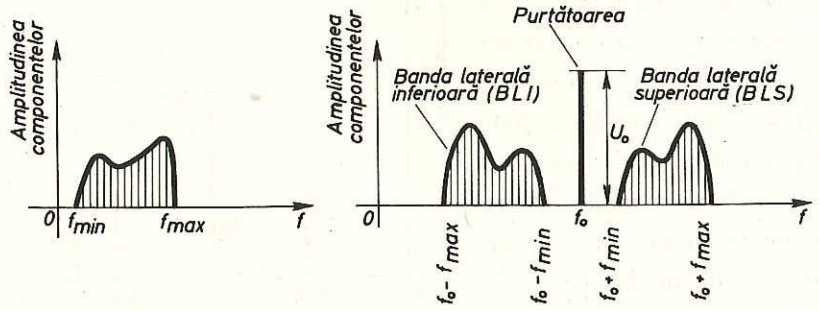


Fig. 6.17. Spectrul unui semnal oarecare și spectrul corespunzător al oscilației *MA*.

În cazul modulației pe colector lucrurile se petrec invers: distorsiunile care apar sînt mici, în schimb, acest tip de modulație necesită semnale de *AF* de valori mari. Cu alte cuvinte este necesar un amplificator de *AF* cu mai multe etaje, ceea ce complică schema de principiu.

În figura 6.18 este redată schema unui etaj amplificator de *RF* modulat pe bază. Oscilația de *RF*, produsă de un etaj oscilator (v. fig. 6.16), este aplicată la intrarea *1* prin intermediul transformatorului *Tr. 1*. Acest transformator este format din bobinele *L* și *L'* cuplate inductiv. Lucrînd în *RF*, aceste bobine au inductanțe mici (de ordinul μH). Ca urmare, rezistența în curent continuu a bobinei *L'* este foarte mică, neinfluențînd, practic, punctul de funcționare al tranzistorului. Semnalul modulator de *AF*, provenit de la un etaj amplificator de *AF* (v. fig. 4.57; la bornele de intrare *1 — 1'* s-a conectat un microfon piezoelectric) este aplicat circuitului primar al transformatorului *Tr. 2*. În paralel cu secundarul acestui transformator se află rezistorul *R* și condensatorul *C*. Rezistorul *R* are o rezistență mult mai mare decît rezistența în curent continuu a bobinei *L'*. Ca urmare, tensiunea la bornele acestui rezistor este, practic, tensiunea de polarizare a joncțiunii bază-emitor. Deoarece rezistorul *R* este legat în paralel cu secundarul transformatorului *Tr. 2*, această tensiune va varia în ritmul oscilației de *AF* (deci tensiunea emitor-bază va varia în ritmul semnalului de *AF*). Cum tensiunea de ieșire a etajului (între colector și masă) depinde de tensiunea de polarizare a joncțiunii bază-emitor, rezultă că în sarcina tranzistorului *T*, formată din circuitul oscilant L_0C_0, va exista oscilația de *RF* amplificată avînd o amplitudine variabilă în ritmul semnalului de *AF*. Cu alte cuvinte în circuitul de ieșire al tranzistorului va exista o oscilație de *RF* modulată în amplitudine. Condensatorul *C* are rolul de a închide la masă componenta de *RF*. În absența acestui condensator, componenta de *RF* ar fi obligată să treacă prin rezistorul *R*, de valoare mare (cît și prin secundarul transformatorului *Tr. 2*, cu rezistență ohmică tot de valoare mare). Ca urmare, pierderile de energie ar fi și ele mari, ceea ce ar conduce la un randament scăzut al întregului etaj. Valoarea capacității condensatorului *C* trebuie astfel aleasă încît să prezinte o reactanță capacitivă mare pentru oscilația de *AF* (pentru a nu o scurtcircuita) și foarte mică pentru oscilația de *RF* (pentru a o închide la masă). Oscilațiile de *RF* modulate sînt induse în bobina de antenă L_a și transformate în unde electromagnetice de către antena de emisie. Etajul reprezentat în figura 6.18 poate fi folosit ca amplificator de *RF* modulat într-un emițător radio.

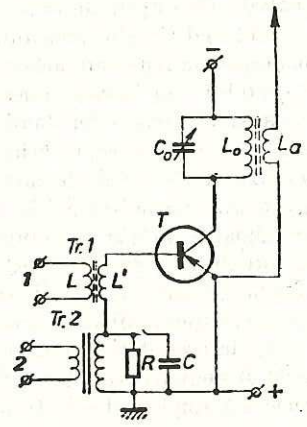


Fig. 6.18. Schema unui etaj amplificator de *RF* modulat pe bază: *1* — intrarea pentru oscilația de *RF*; *2* — intrarea pentru oscilația de *AF*.

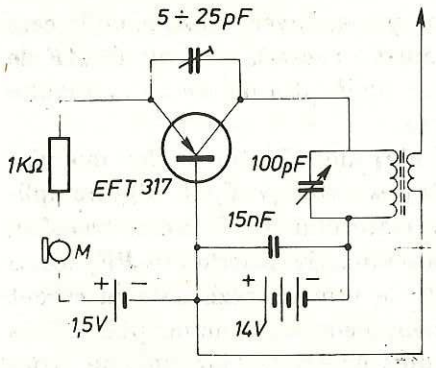


Fig. 6.19. Schema unui emițător cu un singur etaj.

În figura 6.19 este arătată schema unui emițător cu un singur etaj — oscilatorul. Reacția oscilatorului se reglează cu ajutorul condensatorului semivariabil conectat între emitor și colector. Modulația în amplitudine se realizează folosind un microfon cu cărbune M legat în serie cu sursa de alimentare a joncțiunii emitor-bază. Frecvența de lucru, în jur de 7 MHz, se fixează prin condensatorul variabil al circuitului oscilant a cărui bobină trebuie să aibă o inductanță de aproximativ 5μH.

6.5.3. **Studiul receptorului de radio.** Radioreceptoarele pot fi clasificate în diferite moduri, în conformitate cu punctele de vedere adoptate pentru clasificare. Astfel, din punctul de vedere al principiului de schemă folosit, se pot întîlni radioreceptoare cu detecție directă (cu cristal), cu amplificare directă (cu sau fără reacție), cu superreacție, și radioreceptoare tip superheterodină. Din punctul de vedere al semnalelor recepționate există radioreceptoare pentru semnale cu modulație de amplitudine (*MA*), pentru semnale cu modulație de frecvență (*MF*) și radioreceptoare ce pot recepționa atît semnalele *MA* cît și cele *MF*.

În figura 6.20 este prezentată schema-bloc a radioreceptorului cu amplificare directă ce conține amplificatorul de radiofrecvență *ARF*, detectorul *D* și amplificatorul de audiofrecvență *AAF* cu unul sau mai multe etaje. Antena *A* captează undele electromagnetice și le transformă în oscilații electrice. Circuitul oscilant existent în amplificatorul de radiofrecvență are rolul de a selecta din mulțimea acestor oscilații pe cele dorite. Aceste oscilații au o frecvență egală cu frecvența proprie a circuitului oscilant $f_0 = 1/\sqrt{L \cdot C_v}$, unde C_v este capacitatea condensatorului variabil, iar L este inductanța bobinei ce intră în componența acestui circuit. În afară de circuitul oscilant, amplificatorul de radiofrecvență mai conține și un tranzistor (sau tub electronic) care are rolul de a amplifica aceste oscilații. Oscilațiile de radiofrecvență amplificate sînt transmise etajului detector *D*.

Cel mai simplu demodulator pentru semnale *MA* (numit detector) se realizează cu montajele de redresare arătate în figurile 4.12, *a* și 4.51. Prin redresarea oscilației modulate aplicate la intrare, tensiunea la bornele grupului R_8, C este aproximativ egală cu valoarea maximă a tensiunii modulate. Într-adevăr, ca și în cazul redresării, condensatorul C se încarcă rapid prin diodă, pînă la valori ale tensiunii care corespund vîrfurilor pozitive ale tensiunii de intrare și se descarcă lent prin rezistorul de valoare mare R_8. Acest proces este ilustrat în figura 6.21, *a*. Se observă că tensiunea de ieșire urmărește aproximativ înfășurarea (anvelopa) semnalului modulat aplicat la intrare, reproducînd cu aproximație semnalul modulator. Demodularea semnalelor *MF* se face cu circuite mai complicate care, de obicei, transformă modulația de frecvență în modulație de amplitudine și apoi realizează procesul de detecție.

La ieșirea etajului detector se obține un semnal demodulat. Acesta conține o componentă de audiofrecvență care este amplificată de etajul următor (*AAF*). Semnalul de audiofrecvență amplificat este transformat în vibrații sonore de către difuzor.

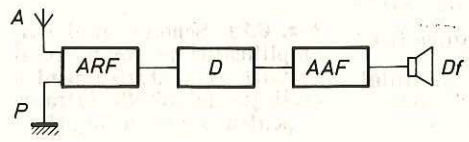


Fig. 6.20. Schema-bloc a radioreceptorului cu amplificare directă: *A*—antenă; *P*—pămînt; *ARF* — amplificator de radiofrecvență; *D* — detector; *AAF* — amplificator de audiofrecvență; *Df* — difuzor.

În figura 6.21, *b* este arătată schema de principiu a unui radioreceptor alcătuit din blocurile funcționale menționate. Acest radioreceptor funcționează în gama undelor medii (500 kHz — 1 600 kHz). Se observă că antena exterioară a fost înlocuită cu o bară de ferită pe care s-au pus bobinele L și L'. Bobina L împreună cu condensatorul variabil C_v formează circuitul oscilant necesar acordului. Bobina L', cuplată inductiv cu prima, are rolul de a transmite oscilațiile electrice selectate pe baza tranzistorului T_1 prin intermediul condensatorului de cuplaj C_1. Tranzistorul T_1, de tip *npn*, funcționează ca amplificator în conexiunea emitor comun (*EC*). Polarizarea bazei acestui tranzistor se realizează cu ajutorul rezistorului R_2. Acest mod foarte simplu de polarizare oferă o stabilizare a punctului de funcționare în raport cu variația de temperatură atîta timp cît sarcina R_1 este un rezistor ohmic. Montajul prezintă și un dezavantaj, anume că prin rezistorul R_2 astfel plasat se creează un cuplaj direct între ieșire și intrare, cuplaj care determină micșorarea amplificării.

Etajul detector este format din diodele D_1 și D_2, condensatoarele C_3 și C_2 și rezistorul R_4. Întrucît tensiunea obținută la bornele rezistorului de sarcină R_4 este aproximativ de două ori mai mare decît cea aplicată la intrarea etajului, acest detector se numește cu dublare de tensiune. Semnalul demodulat, obținut la ieșirea detectorului, este aplicat

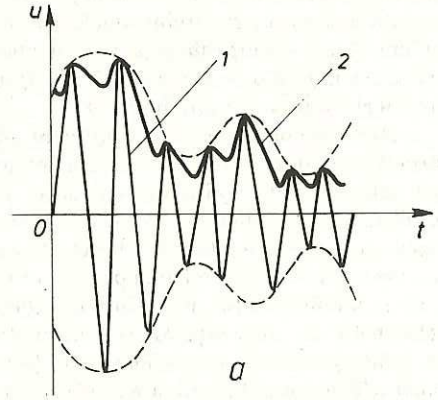
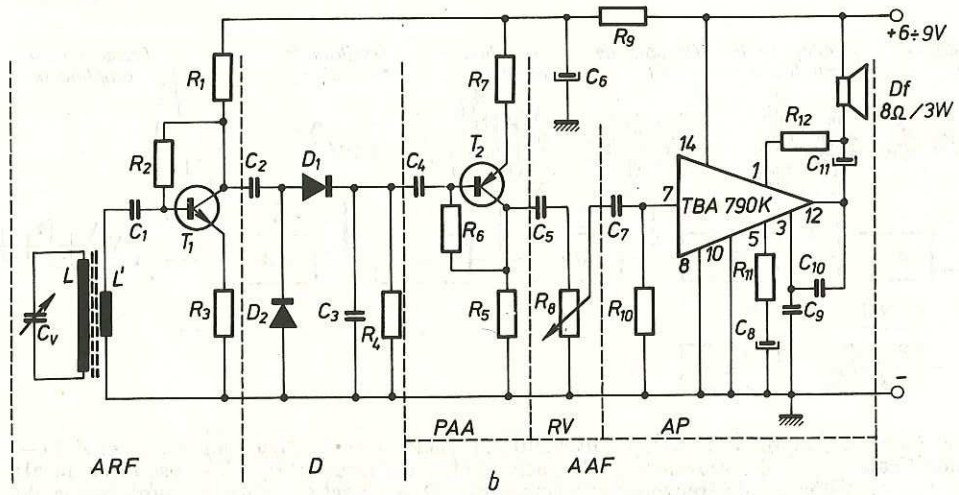


Fig. 6.21. *a)* Variația tensiunilor în detectorul cu diodă; *1* — semnalul *MA*; *2* — semnalul demodulat: *b)* schema de principiu a unui radioreceptor cu amplificare directă; *ARF* — amplificatorul de radiofrecvență; *D* — detectorul; *AAF* — amplificatorul de audiofrecvență; *PAA* — preamplificatorul de audiofrecvență; *RV* — reglaj volum; *AP* — amplificator de putere. Valori posibile: $C_1 = C_2 = C_4 = C_5 = 50$ nF; $C_3 = 4{,}7$ nF; $C_6 = 220$ μF/16 V; $C_7 = 0{,}1$ μF; $C_8 = 100$ μF/12 V; $C_9 = 10$ nF; $C_{10} = 1{,}5$ nF; $C_{11} = 680$ μF/16 V; $R_1 = R_5 = 6{,}8$ kΩ; $R_2 = R_6 = 620$ kΩ; $R_3 = R_7 = 47$ Ω; $R_4 = 10$ kΩ, $R_8 = 100$ kΩ; $R_9 = R_{11} = 1$ kΩ; $R_{10} = 100$ kΩ; $R_{12} = 100$ Ω; $T_1 = BC\ 171$; $T_2 = EFT\ 323$.



prin condensatorul C_4 amplificatorului de audiofrecvență. Acesta este alcătuit dintr-un etaj preamplificator realizat cu tranzistorul T_2, de tip *pnp* în conexiunea *EC*, și un etaj amplificator de putere echipat cu circuitul integrat *TBA 790 K*. Polarizarea bazei tranzistorului T_2 este realizată cu ajutorul rezistorului R_6. Semnalul de audiofrecvență util, existent la bornele rezistorului de sarcină R_5, este aplicat prin condensatorul de cuplaj C_5 potențiometrului R_8. Prin deplasarea cursorului acestui potențiometru, se poate varia nivelul sonor în difuzor. Condensatorul C_7 aplică semnalul la intrarea circuitului integrat (pinul 7). Ca sarcină pentru circuitul integrat servește bobina mobilă a difuzorului *Df* în serie cu condensatorul C_{11}. Așa cum s-a mai arătat difuzorul are rolul unui traductor electroacustic.

Aparatul este alimentat de la o sursă de curent continuu avînd tensiunea cuprinsă între 6 și 9 V. Rezistorul R_9 și condensatorul C_6 servesc la filtrarea suplimentară a tensiunii de alimentare. Rezistoarele R_3 și R_7 sînt folosite pentru termostabilizarea regimului de funcționare a tranzistoarelor T_1 și T_2. Bara de ferită are dimensiunile 55 mm/14 mm/4 mm și este de tipul celor folosite la radioreceptoarele românești „Cora". Bobina L se realizează pe o carcasă izolatoare ce poate culisa pe bara de ferită și are 105 spire din sîrmă de cupru emailat cu diametrul de 0,1 mm. Bobina L' are 5 spire din aceeași sîrmă și este dispusă la $1{,}5 \div 2$ mm depărtare de L.

Circuitul integrat liniar românesc *TBA 790 K* este folosit ca amplificator audio de putere. Acest circuit este capabil să asigure o putere de 2 W pe o sarcină de $4 \div 8\ \Omega$ cînd este alimentat la o tensiune de 9 V. În figura 5.18, *a* este arătată numerotarea terminalelor (pinilor) la acest circuit integrat.

Radioreceptoarele cu amplificare directă prezintă avantajul unei simplități constructive și dezavantajul unor performanțe modeste. Radioreceptoarele moderne, care pot satisface cele mai înalte exigențe, sînt cele de tip superheterodină. Schema-bloc a unui astfel de radioreceptor, pentru semnale modulate în amplitudine, este arătată în figura 6.22. Avantajele importante ale acestui tip de radioreceptor decurg din faptul că în el se efectuează schimbarea de frecvență a semnalelor recepționate. După ce este amplificat în amplificatorul de radiofrecvență *ARF*, semnalul cu frecvența f_s pătrunde în etajul schimbător de frecvență *SF* (numit și etaj amestecător de frecvență sau mixer), la care se aplică și oscilația locală, cu frecvența f_0, de la oscilatorul local *OL*. Ca rezultat al schimbării de frecvență, la ieșirea etajului se obține un semnal avînd frecvența f dată de relația $f = \pm f_0 \pm f_s$. Cu ajutorul unor circuite oscilante (numite filtre de frecvență intermediară) este selectată frecvența $f_i = f_0 - f_s$, numită frecvență intermediară. Astfel, în cazul în

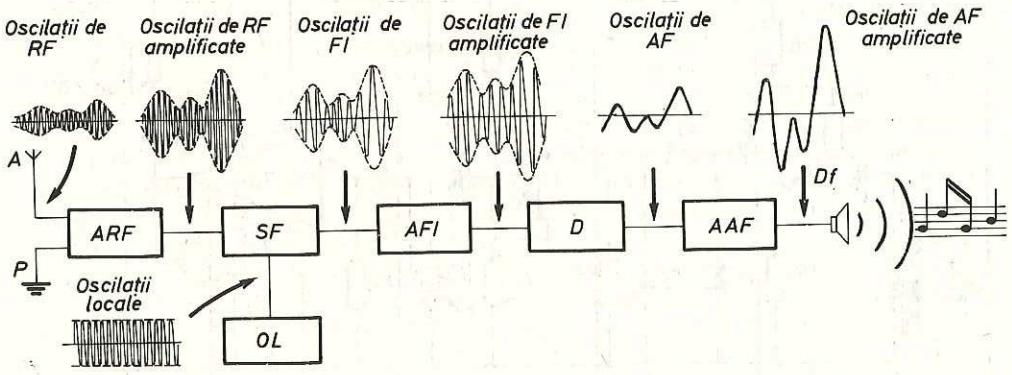


Fig. 6.22. Schema-bloc a radioreceptorului superheterodină pentru semnale *MA*: *ARF* — amplificator de radiofrecvență; *SF* — schimbător de frecvență; *OL* — oscilator local; *AFI* — amplificator de frecvență intermediară; *D* — detector; *AAF* — amplificator de audiofrecvență.

care dorim să recepționăm semnalele unei stații care emite pe frecvența $f_s = 1$ MHz, folosind un receptor cu frecvența intermediară $f_i = 455$ kHz, este necesar să fie îndeplinite următoarele condiții:

— circuitul oscilant din amplificatorul de radiofrecvență să fie acordat pe frecvența $f_s = 1$ MHz;

— oscilatorul local să producă oscilații cu frecvența $f_0 = 1\,455$ kHz.

În aceste condiții se obține o frecvență intermediară $f_i = f_0 - f_s = 1\,455$ kHz $- 1\,000$ kHz $= 455$ kHz.

Întrucît frecvența semnalelor f_s variază de la un post la altul, rezultă că pentru a se obține o frecvență intermediară de valoare constantă trebuie ca o dată cu f_s să varieze și f_0, astfel încît între f_0 și f_s să fie tot timpul o diferență egală cu f_i. Este important de subliniat că frecvența intermediară este constantă pentru orice semnal f_s, iar semnalul de frecvență intermediară este modulat în amplitudine exact cu semnalul de audiofrecvență care a modulat și semnalul f_s recepționat. Frecvența intermediară, de valoare fixă, permite obținerea unei amplificări mult mai mari decît în cazul receptoarelor cu amplificare directă. Este mult mai ușor de obținut o amplificare mare pentru o frecvență fixă și nu prea înaltă decît pentru frecvențe diferite și de valori mari. Pe de altă parte, trebuie avut în vedere, că în cazul unei frecvențe intermediare nu prea înalte (cum este cea de 455 kHz) este mai ușor de obținut o bună selectivitate a radioreceptorului. Semnalul de frecvență intermediară obținut la ieșirea schimbătorului de frecvență este amplificat în amplificatorul de frecvență intermediară *AFI*, care conține unul sau mai multe etaje, după care este detectat și amplificat în audiofrecvență înainte de a fi trimis în difuzor.

Importantele calități (sensibilitate, selectivitate, fidelitate) pe care le posedă receptorul superheterodină în comparație cu cel cu amplificare directă se datoresc în principal amplificatorului de frecvență intermediară, a cărui frecvență conferă acestui radioreceptor proprietăți foarte bune.

6.6. RADIOLOCAȚIA ȘI RADIOASTRONOMIA

6.6.1. **Radiolocația cu unde electromagnetice** înseamnă determinarea existenței și poziției unui obiect pe baza caracteristicilor undelor electromagnetice (viteză de propagare constantă și propagare în linie dreaptă). Poziția obiectului (țintei) este caracterizată de elementele din figura 6.23, *a*. Distanța pînă la obiect r se determină din relația $r = \frac{c\tau}{2}$,

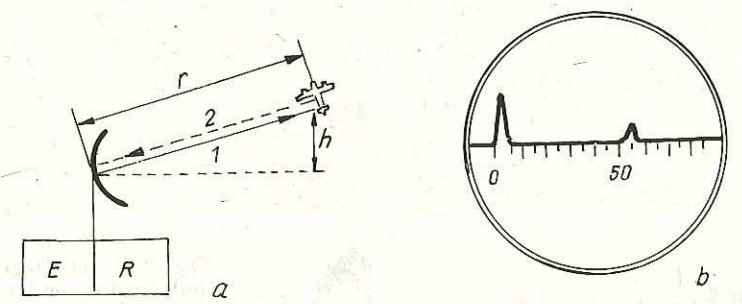


Fig. 6.23, *a)* Instalație de radiolocație: *E* — emițător, *R* — receptor și antena parabolică emisie-recepție cu directivitate pronunțată. *b)* Receptorul cuprinde și un osciloscop electronic drept indicator al existenței și poziției obiectului.

unde τ este intervalul după care este recepționată unda reflectată iar c viteza de propagare a undei radio (decimetrică sau centimetrică).

Instalația de radiolocație se compune, în esență, dintr-un emițător, un receptor și un sistem de antene.

Pentru a se putea stabili coordonatele unghiulare ale poziției obiectului, undele radio trebuie să fie emise sub forma unor fascicule cît mai înguste. Pentru aceasta, antena radiolocatorului se așază în focarul unei oglinzi metalice concave, care reflectă undele pe o singură direcție.

Emițătorul radiolocatorului emite trenuri de unde separate prin pauze, adică funcționează în impulsuri. În timpul pauzelor de emisie, antena se cuplează, prin intermediul unui dispozitiv numit duplexor, cu receptorul și recepționează undele reflectate. Intervalul de timp foarte scurt între emiterea semnalului de explorare și recepționarea lui se măsoară cu ajutorul unui oscilograf catodic cu persistență mărită a imaginii. Perioada bazei de timp este aceeași cu cea a emiterii semnalului de explorare. Spotul luminos de pe ecran începe să se deplaseze în momentul emiterii semnalului de explorare. În același moment, prin aplicarea unui impuls de tensiune pe plăcile de deflexie verticală, apare în stînga ecranului un salt vertical al spotului (fig. 6.23, *b*). În momentul recepției undei reflectate, pe linia de baleiaj apare un al doilea salt, mai mic, situat la dreapta față de saltul de referință. Viteza de propagare a undelor electromagnetice fiind constantă iar viteza de explorare a liniei de baleiaj cunoscută, se poate determina distanța pînă la obiectul care a reflectat semnalul prin distanța între salturile de pe linie. Pentru rapiditatea determinării distanțelor, sub linia de baleiaj se aplică o scală gradată direct în kilometri.

În radiolocație se folosesc unde radio de lungime de undă mică deoarece pot fi ușor direcționate prin undă directă și sînt reflectate bine și de obiecte mici. Oglinzile focalizatoare au diametre de ordinul metrului. Pentru reperarea obiectelor în regiunea din jurul radiolocatorului, antena împreună cu oglinda radiolocatorului se rotesc în jurul unui ax vertical.

Avioanele și vapoarele au la bord radiolocatoare, cu ajutorul cărora se orientează pe timp cu vizibilitate redusă (noapte, nori ceață etc.). Aeroporturile sînt de asemenea prevăzute cu radiolocatoare, pentru a se putea dirija decolarea și aterizarea avioanelor în condiții de trafic intens.

Cu ajutorul radiometeolocatoarelor se poate determina dinamica norilor, ceea ce reprezintă o contribuție însemnată pentru îmbunătățirea prognozei meteorologice pe interval scurt.

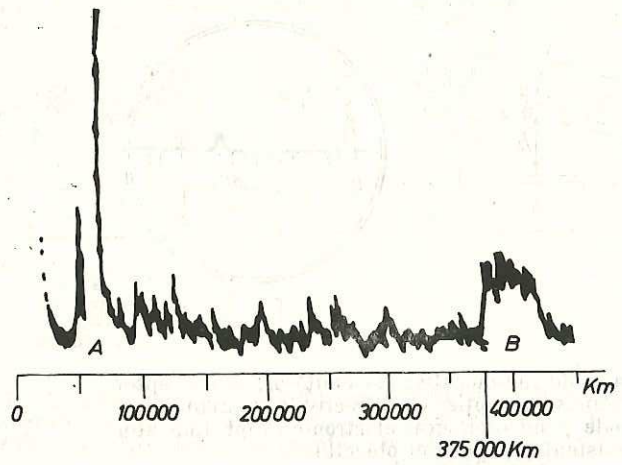


Fig. 6.24. Oscilograma primului radioecou lunar (1946); *A* — emisia semnalului; *B* — recepția radioecoului.

Un capitol al radiolocației și, în același timp, al radioastronomiei, este astronomia radar. Aceasta studiază corpurile cerești relativ apropiate de planeta noastră, prin trimiterea de radiounde spre ele și recepționarea radioecourilor care apar în urma reflexiei. Corpurile cerești studiate cu ajutorul radiolocației sînt: corpurile meteorice, sateliții artificiali, Luna, unele planete ale sistemului solar etc. Astronomia radar a apărut o dată cu obținerea radioecoului lunar, în 1946 (fig. 6.24). Cu ajutorul astronomiei radar s-a putut determina cu precizie perioada de rotație a planetelor Mercur și Venus; de asemenea, a fost obținută harta „radar" a Lunii, a planetei Venus etc.

6.6.2. **Radioastronomia.** Această ramură a astronomiei studiază obiectele cerești mai ales cu ajutorul radioundelor* emise de acestea. A luat ființă în 1931 cînd, în urma cercetărilor inițiale pentru stabilirea originii diferiților paraziți radio, a fost identificată radiația radio a Căii Lactee. În 1942 s-a descoperit radiația radio a Soarelui, iar în 1946 a fost descoperită prima *rodiosursă* cerească.

Planeta pe care ne aflăm, primește din spațiul extraterestru radiații electromagnetice cuprinse într-un interval larg de frecvențe.

În medie, 77% din energia radiației electromagnetice solare interceptată de sistemul Pămînt-atmosferă reprezintă energia radiației reflectate la nivelul superior al atmosferei iar restul este recepționată la suprafața Pămîntului. La Pămînt ajung numai radiațiile care nu sînt absorbite sau reflectate de atmosfera Pămîntului (fig. 6.25). Radiațiile care ajung pe Pămînt se situează în domeniile de frecvență care constituie „ferestrele" atmosferei. Radiațiile electromagnetice cu lungimile de undă cuprinse între 300 și 750 mm (radiațiile vizibile sau optice) nu sînt absorbite în atmosferă și ajung la suprafața Pămîntului (fereastra optică). Tot în acest domeniu, pentru 2, 3, 5, 10 și 22 mm există încă cinci ferestre foarte înguste. Radiațiile herțiene cu λ cuprinse între 1 cm și 30 m constituie fereastra herțiană (sau fereastra radio). Radiațiile herțiene (radio) cu λ mai mare de 30 m suferă reflexia pe ionosferă.

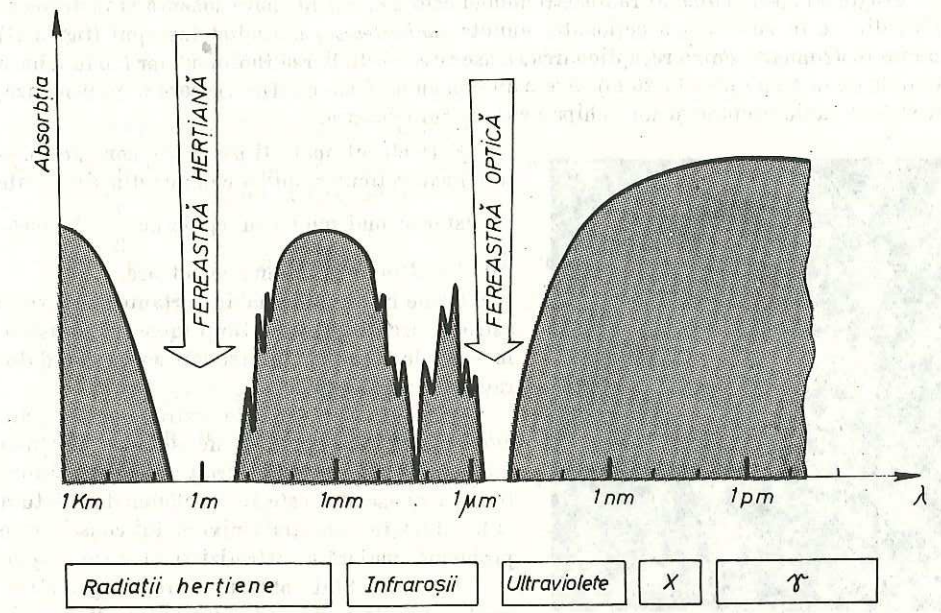


Fig. 6.25. Ferestrele de intrare a radiației pe care o primește Pămîntul.

* În radioastronomie radioundele cuprind și intervalul de frecvență a microundelor.

Cea mai mare parte a radiaţiilor pe care le primeşte planeta noastră a putut fi pusă în evidenţă numai după ce omul a izbutit să trimită aparate sau să iasă el însuşi în afara atmosferei terestre (fig. 6.25).

Cel mai important grup de radiaţii electromagnetice de origine extraterestră este acela al radiaţiilor termice provenite de la Soare.

Soarele emite radiaţii electromagnetice cel mai intens în domeniul vizibil. Această radiaţie este emisă de fotosferă, strat cu o grosime de cîteva sute de kilometri ce delimitează globul solar. Temperatura ei este de 6 000 K. Undele radio emise de Soare au lungimi de undă care cresc cu înălţimea stratului emisiv. Astfel, fotosfera emite pe lungimi milimetrice, cromosfera (stratul de deasupra fotosferei) pe lungimi centimetrice, iar coroana solară pe lungimi decametrice şi metrice. Coroana avînd o temperatură de 10^6 K, emite şi radiaţii X.

În afara radiaţiilor amintite, Soarele mai emite şi alte radiaţii, cum sînt, de exemplu, cele ultraviolete şi infraroşii.

Radiaţia X şi cea ultravioletă produc ionizarea unei pături a atmosferei Pămîntului, ionosfera.

Alt grup de radiaţii electromagnetice de origine extraterestră este cel constituit din *radiaţiile de sincrotron*. Radiaţia sincrotronă este emisă de electronii cu viteză apropiată de cea a luminii care descriu mişcări spirale în lungul liniilor de cîmp ale unor cîmpuri magnetice foarte intense, existente în unele formaţii stelare. Radiaţia sincrotronă a fost identificată prima oară în radiaţia optică şi radio a obiectului ceresc de strălucire slabă numit nebuloasa Crab (fig. 6.26).

Electronii cu energii mari şi foarte mari care apar în unele formaţii stelare şi care sînt frînaţi în cîmpul nucleelor întîlnite în substanţa care compune galaxiile produc un alt tip de radiaţii, numite *de frînare*.

Progresul spectaculos al radioastronomiei este datorat în mare măsură şi instrumentelor, din ce în ce mai perfecţionate, numite *radiotelescoape*. Radiotelescopul (fig. 6.27) este un instrument pentru recepţionarea, măsurarea şi studierea radioundelor (cu lungimea de undă de la 1 mm pînă la 20 m). Are o antenă cu un sistem reflector care o alimentează, un sistem radioreceptor şi un echipament de înregistrare.

Fig. 6.26. Nebuloasa Crab. Între liniuţele negre situate înspre centrul nebuloasei se observă un pulsar.

Reflectorul poate fi parabolic compact (metalic) sau reticular, adică compus din fire aflate la distanţe mai mici sau egale cu $\frac{\lambda}{2}$, în focarul său aflîndu-se antena colectoare.

Unele dintre cele mai importante descoperiri astronomice din ultimul timp (quasarii, pulsarii, moleculele organice interstelare etc.) sînt datorate radiotelescoapelor.

Quasarii. Sînt obiecte extragalactice care emit intens radiounde şi de sute de ori mai intens în domeniul optic decît galaxiile. Natura fizică a quasarilor este încă nelămurită. Natura şi locul lor în evoluţia Universului constituie o problemă majoră a astrofizicii şi cosmologiei.

Pulsarii. Sînt obiecte cereşti (galactice) emiţătoare de radiounde ($50 \div 10^4$) MHz sub formă de pulsaţii, cuprinse între cîteva sutimi de secundă şi cîteva secunde (fig. 6.26). Primul pulsar a fost descoperit în 1967. În prezent se

cunosc aproximativ 100 de pulsari. În afară de domeniul radioundelor, unii pulsari emit şi în domeniul optic, X şi γ. Cu ajutorul sateliţilor ştiinţifici s-au identificat mai mulţi pulsari ce emit exclusiv în domeniul X. Duratele scurte ale pulsaţiilor pulsarilor indică valori mici ale razelor acestora, de ordinul zecilor de kilometri; altminteri pulsarii s-ar descompune sub acţiunea forţelor centrifuge. Pulsarii sînt stele neutronice*, a căror existenţă a fost prezisă teoretic cu 30 de ani înaintea descoperirii lor efective.

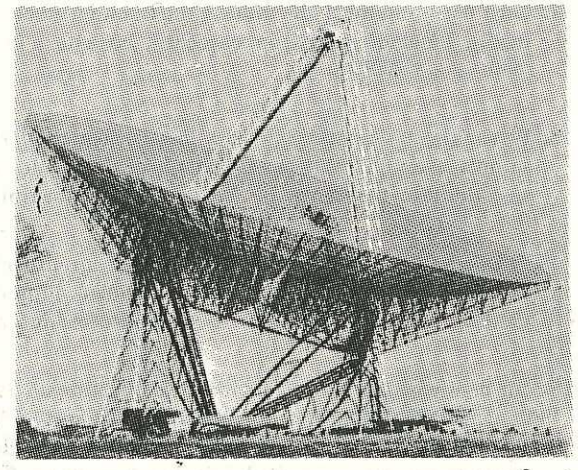


Fig. 6.27. Radiotelescop.

În stadiile finale ale evoluţiei unor stele, în lipsa combustibililor nucleari (hidrogen, heliu) şi în condiţiile unor presiuni colosale, electronii interacţionează cu protonii şi dau naştere neutronilor. Pulsarii reprezintă deci stadii finale ale evoluţiei stelelor. Densitatea pulsărilor este de ordinul 10^{18} kg/m³. La suprafaţa pulsarului, inducţia magnetică atinge valoarea 10^9 T. Pulsaţiile observate în emisia radioundelor se explică prin existenţa unei regiuni radioemisive al cărei con de emisie intersectează direcţia spre Pămînt la fiecare rotaţie a pulsarului.

ÎNTREBĂRI. PROBLEME

1. De ce un circuit oscilant deschis radiază mai bine undele electromagnetice decît un circuit oscilant închis?
2. De ce se acordează antena la rezonanţă?
3. O antenă izolată de pămînt are o lungime totală a firului de 20 m. Să se determine lungimea ei de undă şi frecvenţa.

   R: 40 m; $75 \cdot 10^6$ Hz.
4. Cum se poate mări sau micşora lungimea de undă proprie a unei antene?
5. Se poate alege un sistem de referinţă în care să se manifeste numai acţiunea cîmpului electric creat de un fascicul electronic cu viteză constantă? Dar numai acţiunea cîmpului magnetic?

   R: Da. Sistemul de referinţă trebuie să se mişte cu viteza electronilor; nu.
6. Raportul amplitudinilor pentru unda electromagnetică ce se propagă în vid este $\frac{B}{E} = \frac{1}{c}$. O undă electromagnetică ce se propagă în vid are amplitudinea cîmpului electric $E = 3 \cdot 10^{-2} \frac{\text{V}}{\text{m}}$. Să se calculeze amplitudinea cîmpului de inducţie magnetică $\vec{B}$.

   R: 10^{-10} T.

---

* *Neutron*, particulă elementară neutră din punct de vedere electric, avînd masa egală cu 1 838,6 mase electronice. Are practic aceeaşi masă ca *protonul*, particulă elementară cu sarcina pozitivă ($+e$), care intră ca şi neutronul în constituţia nucleelor atomice.

7. Care este lungimea de undă a unei unde electromagnetice care se propagă într-un mediu omogen și izotrop oarecare, cu viteza $v = 2 \cdot 10^8$ m/s, dacă frecvența undei este $\nu = 1$ MHz?

R: 200 m.

8. Prin așezarea unei plăci metalice în fața unui generator de unde electromagnetice, se obține o undă staționară. Distanța dintre două noduri succesive este de 15 cm. Să se calculeze frecvența de lucru a generatorului.

R: 1 GHz.

9. Într-o bobină, prin variația intensității curentului cu 1 A în timp de 0,6 s, se induce o t.e.m. de 0,2 mV. Să se calculeze lungimea de undă proprie a circuitului oscilant care conține această bobină și un condensator de capacitate $C = 14{,}1$ nF.

R: 2 450 m.

10. Un condensator plan are suprafața plăcilor de 100 cm². Dielectricul este aerul. Condensatorul face parte dintr-un circuit oscilant cu lungimea de undă proprie $\lambda_1 = 10$ m. Dacă se leagă în serie cu bobina din circuit o bobină cu inductanța 3μH, lungimea de undă proprie a circuitului devine $\lambda_2 = 20$ m. Să se determine distanța dintre armăturile condensatorului.

R: $3{,}14 \cdot 10^{-3}$ m.

11. O antenă semiundă, izolată de pământ, are o lungime de 20 cm. *a)* Care este frecvența generatorului de oscilații cuplat inductiv cu antena? *b)* Antena se introduce în apă. Cum trebuie modificată lungimea antenei pentru ca ea să rămînă acordată pe frecvența de lucru a generatorului de oscilații electromagnetice?

R: $7{,}5 \cdot 10^8$; micșorată de nouă ori.

12. Se consideră un conductor de forma celui din figura 6.28. La mijlocul *O* al uneia dintre laturile verticale ale conductorului este conectat un generator de oscilații electromagnetice. Lungimea conductorului este astfel aleasă încît să apară unde staționare.

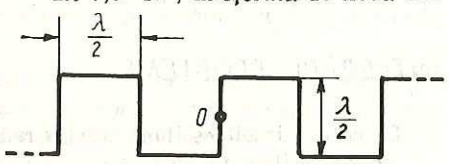


Fig. 6.28. Pentru problema 12.

a) Unde vor fi situate ventrele intensității curentului? *b)* Să se arate că acest dispozitiv este echivalent cu o rețea de antene verticale care radiază sincron.

13. Un radiolocator emite trenuri de unde (impulsuri) cu durata unui impuls de 10^{-6} s. Frecvența de repetiție a impulsurilor este de 1 000 impulsuri/s. Să se determine distanța minimă și distanța maximă de acțiune a radiolocatorului.

R: 150 m; 150 km.

14. Un radiolocator, care funcționează pe lungimea de undă de 15 cm, are o frecvență de repetiție de 2 000 impulsuri/s. Durata fiecărui impuls este 2 μs. Să se calculeze:
a) distanța maximă de acțiune a radiolocatorului;
b) cîte oscilații conține un tren de undă (impuls).

R: 75 km; 4 000.

7. OPTICA

Optica este știința care studiază lumina și interacțiunea acesteia cu substanța. Ea cuprinde atît fenomenele datorate radiațiilor vizibile, cît și cele datorate radiațiilor ultraviolete și infraroșii. Optica se poate împărți în trei părți, în funcție de specificul fenomenelor pe care le studiază:

— *optica ondulatorie* descrie fenomenele în care se relevă preponderent caracterul ondulatoriu al luminii: propagarea, interferența, difracția și polarizarea luminii;

— *optica fotonică* sau corpusculară studiază fenomene în care se relevă natura corpusculară a luminii (efectul fotoelectric, efectul Compton, emisia și absorbția luminii etc.);

— *optica geometrică* operează cu raze de lumină, neluînd în considerare nici unul dintre aspectele ondulatorii sau corpusculare ale luminii.

7.1. NATURA ELECTROMAGNETICĂ A LUMINII. MĂRIMI ȘI UNITĂȚI ENERGETICE ȘI FOTOMETRICE

7.1.1. Natura electromagnetică a luminii. Unele ipoteze asupra naturii luminii au fost formulate încă din antichitate, însă primele explicații științifice ale fenomenelor optice au apărut la sfîrșitul secolului al XVII-lea o dată cu teoria corpusculară a lui Newton și teoria ondulatorie a lui Huygens.

Huygens face o analogie între propagarea sunetelor în aer și propagarea luminii, concepută în felul următor: corpul care emite lumina imprimă un impuls particulelor unui mediu ipotetic numit eter, particule care la rîndul lor transmit starea de mișcare altor particule, analog unor bile elastice; astfel lumina, ca și sunetul, se propagă din aproape în aproape.

Pentru explicarea fenomenului de propagare, Huygens enunță următorul principiu:

Orice punct de pe o suprafață de undă este centrul unei noi unde elementare, astfel încît înfășurătoarea tuturor undelor elementare va fi o suprafață de undă într-un moment ulterior* (fig. 7.1).

* Suprafața tangentă acestor unde.

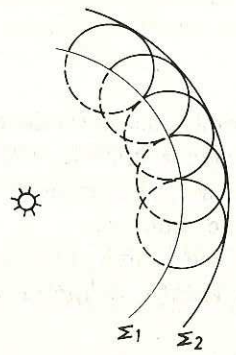


Fig. 7.1. Propagarea luminii conform principiului lui Huygens.

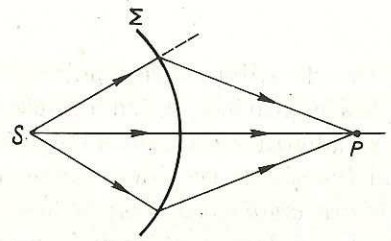


Fig. 7.2. Excitația luminoasă într-un punct P, conform principiului Huygens-Fresnel.

Undele elementare inverse (cele care se propagă înspre sursă) nu se iau în considerare (în desen, figurate cu linii punctate).

Fresnel a completat acest principiu cu „coerența" undelor elementare și interferența lor, astfel că „excitația luminoasă într-un punct oarecare P (fig. 7.2) poate fi considerată ca rezultat al interferenței tuturor undelor elementare emise de o suprafață de undă" (principiul Huygens-Fresnel).

Așadar, conform concepției lui Huygens-Fresnel, oscilațiile luminoase sînt oscilații elastice longitudinale ale eterului, asemănătoare sunetului. O serie de fenomene, cum ar fi polarizarea sau dubla refracție a luminii în spatul de Islanda, contrazic această ipoteză. Thomas Young a arătat legătura între polarizarea luminii și transversalitatea undelor luminoase, astfel că în prima jumătate a secolului al XIX-lea s-a conturat ideea că lumina este o oscilație transversală a eterului distribuit în tot spațiul. Existența eterului cosmic nu a putut fi însă dovedită.

La mijlocul secolului trecut, Maxwell a arătat că perturbațiile electromagnetice se propagă prin unde transversale, iar coincidența între valoarea vitezei de propagare a luminii, determinată experimental de Fizeau și cea a vitezei undei electromagnetice în vid, calculată de Maxwell conform formulei $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$, l-a făcut pe acesta din urmă să emită ipoteza că lumina este de natură electromagnetică. Experiențele ulterioare au confirmat faptul că efectele luminoase sînt produse de componenta electrică a cîmpului electromagnetic.

Desigur, nici această teorie nu a fost scutită de contradicții. Precizăm doar că la apariția teoriei cîmpului electromagnetic, era cunoscut faptul că indicele de refracție al unui mediu dat* este egal cu raportul dintre viteza luminii în vid c și viteza de propagare a luminii în mediul respectiv, v:

$$n = \frac{c}{v}. \qquad (7.1.1)$$

* Despre această mărime se va vorbi detaliat în paragraful 7.5.2.

Ținînd seama că viteza undei electromagnetice v (deci și a luminii) este:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0\varepsilon_r\mu_r}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}}$$

și comparînd-o cu (7.1.1) obținem $n^2 = \varepsilon_r\mu_r$ (ε_r și μ_r sînt permitivitatea electrică și permeabilitatea magnetică, relative, ale mediului considerat). Această ultimă relație nu este valabilă, de exemplu, în cazul apei, pentru care $n = 1{,}33$, iar $\varepsilon_r = 80$ și $\mu_r = 1$, ceea ce indică o discrepanță între prevederile teoriei și experiență. Contradicția a fost explicată la finele secolului trecut, o dată cu elaborarea teoriei dispersiei luminii. Fenomenul de dispersie constă în aceea că indicele de refracție al unui mediu depinde de frecvența undei luminoase. Deoarece undele luminoase au o frecvență de ordinul 10^{15} Hz, iar măsurătorile pentru ε_r și μ_r se fac de obicei în curent continuu sau la frecvențe foarte joase, apare o diferență între n^2 și produsul $\varepsilon_r\mu_r$.

Cu toate avantajele ei, teoria electromagnetică a luminii nu putea explica modul în care corpurile incandescente emit lumina și nici distribuția energiei luminoase după lungimile de undă în spectrul emis de aceste corpuri incandescente. Astfel de fenomene își găsesc explicația în cadrul teoriei cuantice a luminii, fundamentată de Planck (1900). Max Planck a formulat ipoteza că lumina este emisă sub formă de cuante de energie luminoasă sau fotoni, numiți mai ales la începutul teoriei „corpusculi" de lumină.

Un rol deosebit în dezvoltarea teoriei corpusculare a luminii l-a avut Albert Einstein, cel care pentru prima dată a introdus o concepție corectă despre particula de lumină (fotonul) și propagarea acesteia. Din cele spuse, reiese că lumina este de natură electromagnetică și că are un caracter dual, undă și corpuscul.

7.1.2. Mărimi și unități energetice și fotometrice. *Fotometria* se ocupă cu măsurătorile radiației electromagnetice din domeniul vizibil. În sens mai larg, fotometria include atît măsurătorile din vizibil cît și măsurătorile din domeniul ultraviolet și infraroșu.

Propagarea radiațiilor electromagnetice implică un transport de energie; unele radiații electromagnetice dau senzația de lumină. Din acest motiv se impune definirea a două sisteme de mărimi și unități:

— mărimi și unități energetice;
— mărimi și unități fotometrice.

Mărimile energetice caracterizează lumina din punct de vedere al energiei transportate de undele luminoase, în timp ce mărimile fotometrice caracterizează radiația din punct de vedere al perceperii luminii de către ochi. (De fapt, ochiul nu este decît un „traductor". Prelucrarea informației vizuale care ne conduce în final la senzația vizuală complexă are loc în creier.)

În continuare vom defini cele mai importante mărimi ca: flux, intensitate și iluminare. Notația mărimilor respective pentru cele două sisteme se va deosebi printr-un indice e atașat la mărimile energetice.

În cele ce urmează, prin energia radiantă vom înțelege energia transportată de unda electromagnetică.

Să considerăm o sursă de lumină punctiformă S, aflată într-un mediu transparent și izotrop. Numim mediu izotrop, un mediu în care lumina se propagă la fel în toate direcțiile. Mediul fiind transparent, nu se pierde energie prin fenomenul de absorbție. Considerăm, de asemenea, un fascicul de raze conținute într-un con în vîrful căruia se află sursa S (fig. 7.3, *a*).

Energia care străbate o secțiune oarecare a acestui con în unitatea de timp se numește flux de energie radiantă Φ_e.

Dacă W este energia ce trece printr-o suprafață oarecare în timpul t, atunci energia ce trece prin această suprafață în unitatea de timp este:

$$\Phi_e = \frac{W}{t}. \tag{7.1.2}$$

Fluxul de energie radiantă are dimensiunile unei puteri, deci unitatea lui de măsură este wattul.

Să presupunem despre conul circular din figura 7.3, *b* că a fost decupat dintr-o sferă de rază r al cărei centru se află în S. Atunci, baza acestui con determină o calotă sferică avînd aria ΔA. Unghiul cu vîrful în S, delimitat de suprafața laterală a conului, se numește *unghi solid*. Unghiul solid se măsoară prin raportul dintre aria calotei sferice ΔA și pătratul razei sferei (adică a generatoarei conului):

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta A}{r^2}.$$

Unitatea de măsură a unghiului solid este steradianul (sr).

Steradianul este unghiul solid care, avînd vîrful în centrul unei sfere, delimitează pe suprafața acestei sfere o suprafață a cărei arie este egală cu aceea a unui pătrat a cărui latură este egală cu raza sferei.

Dacă în relația de definiție a unghiului solid mărim aria calotei sferice ΔA, făcînd-o egală cu suprafața sferei $4\pi r^2$, unghiul solid corespunzător va fi 4π sr.

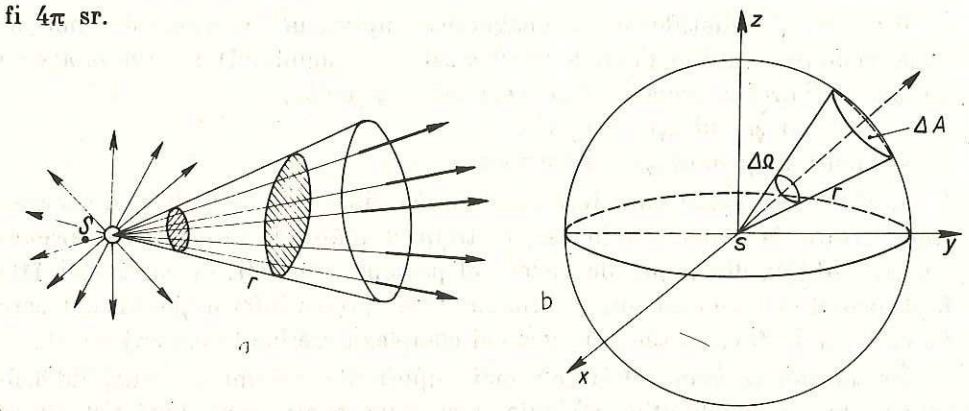


Fig. 7.3. *a)* Fascicul de raze conținut într-un con circular cu sursa de lumină în vîrf; *b)* con circular decupat dintr-o sferă.

Intensitatea energetică a unei surse punctiforme se definește ca fluxul de radiație emis în unitatea de unghi solid.

$$I_e = \frac{\Delta\Phi_e}{\Delta\Omega}. \tag{7.1.3}$$

Iluminarea energetică a unei suprafețe elementare este raportul dintre fluxul de radiație care cade pe aceasta și aria suprafeței elementare (fig. 7.4).

$$E_e = \frac{\Delta\Phi_e}{\Delta A}. \tag{7.1.4}$$

Uneori în loc de iluminare energetică a unei suprafețe se folosește termenul de „iradiere".

Unitatea de iluminare energetică este wattul pe metru pătrat (W/m^2).

Înlocuind în (7.1.4) pe $\Delta\Phi$ din (7.1.3) respectiv pe $\Delta\Omega$ din relația de definiție, obținem expresia iluminării sub forma:

$$E_e = \frac{I_e}{r^2}. \tag{7.1.5}$$

Dacă fasciculul de lumină cade înclinat pe suprafață, axa conului făcînd un unghi α cu normala la suprafață (fig. 7.5), atunci iluminarea va fi:

$$E'_e = E_e \cos\alpha = \frac{I_e}{r^2}\cos\alpha. \tag{7.1.6}$$

Mărimile și unitățile fotometrice reprezintă acel sistem de mărimi și unități în definirea cărora se ia în considerare senzația luminoasă pe care o produc radiațiile electromagnetice asupra retinei ochiului uman normal. Senzația de lumină depinde de puterea radiației, adică de fluxul de energie radiantă ce cade pe retină. Pe de altă parte, răspunsul ochiului la acțiunea luminii incidente depinde și de culoarea acesteia. Astfel, dacă asupra ochiului cade o lumină verde avînd lungimea de undă $\lambda = 550$ nm, ea va produce o senzație luminoasă de aproximativ 8 ori mai puternică decît o lumină roșie

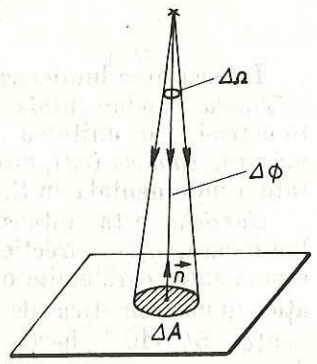


Fig. 7.4. Iluminarea unei suprafețe elementare sub incidență normală.

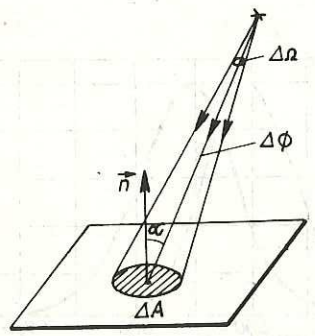


Fig. 7.5. Iluminarea unei suprafețe sub incidență oblică.

avînd $\lambda = 680$ nm care transportă în unitatea de timp aceeași energie ca și lumina verde. Cu alte cuvinte, ochiul omenesc prezintă o sensibilitate diferită pentru diferite culori, adică pentru diferite lungimi de undă ale radiației luminoase. S-a constatat că ochiul uman are sensibilitatea maximă pentru culoarea verde cu lungimea de undă de 550 nm, iar radiațiile cu lungimile de undă $\lambda < 400$ nm și $\lambda > 750$ nm nu mai produc, practic, nici o senzație de lumină asupra ochiului, oricît am mări puterea radiației incidente.

Dacă notăm cu Φ_{e0} fluxul constant de energie al radiației cu lungimea de undă $\lambda = 550$ nm, lungime de undă la care apare cea mai puternică senzație vizuală, și cu Φ_e fluxul de energie a radiației cu lungimea de undă care produce aceeași senzație vizuală ca și Φ_{e0}, atunci raportul:

$$V = \frac{\Phi_{e0}}{\Phi_e} \tag{7.1.7}$$

se numește *sensibilitate spectrală relativă a ochiului*, iar dependența ei de lungimea de undă este reprezentată în figura 7.6.

Ținînd seama de sensibilitatea spectrală a ochiului, se definește o mărime biofizică, numită *flux luminos* Φ, prin relația:

$$\Phi = KV\Phi_e, \tag{7.1.8}$$

unde K este o constantă numită echivalent fotometric al radiației.

Dacă fluxul luminos se exprimă, așa cum vom vedea, în lumeni, iar fluxul de energie Φ_e în wați, valoarea constantei este $K = 675$ lm/W.

Pentru a ne face o idee asupra ordinului de mărime al fluxului luminos, amintim că un bec electric de 100 W radiază aproximativ 1000 lm, iar becul unei lanterne de buzunar radiază 6 lm.

Mărimile fotometrice și cele energetice se definesc la fel, cu deosebirea că în locul fluxului energetic Φ_e se va folosi fluxul luminos Φ.

Intensitatea luminoasă a unei surse punctiforme este fluxul luminos emis în unitatea de unghi solid:

$$I = \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega}. \tag{7.1.9}$$

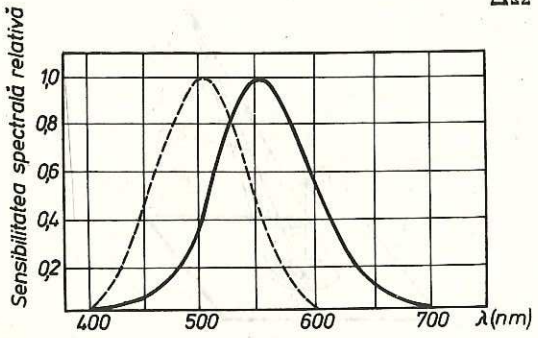


Fig. 7.6. Sensibilitatea relativă a ochiului: curba continuă, vedere diurnă; curba punctată, vedere nocturnă (crepusculară).

Intensitatea luminoasă este mărimea fundamentală a fotometriei, iar unitatea ei de măsură, *candela* (cd), este unitate fundamentală în S.I.

Candela este intensitatea luminoasă, într-o direcție dată, a unei surse care emite o radiație monocromatică de frecvență $540 \cdot 10^{12}$ herți și a cărei intensitate energetică, în această direcție, este de 1/683 wați pe steradian.

Lumenul este o unitate derivată și *se definește* cu ajutorul relației (7.1.9) *ca fiind fluxul luminos emis într-un unghi solid egal cu un steradian de către un izvor punctiform avînd intensitatea de 1 candelă* (1 lm = 1 cd · 1 sr).

Fluxul luminos emis de o sursă în toate direcțiile în mod egal (cu aceeași intensitate) este:

$$\Phi = 4\pi I.$$

Iluminarea caracterizează suprafețele iluminate.

Iluminarea se notează cu E și se definește ca fluxul luminos ce cade pe unitatea de arie.* Dacă $\Delta\Phi$ este fluxul ce cade normal pe suprafața cu aria ΔA, atunci:

$$E = \frac{\Delta\Phi}{\Delta A} = \frac{I}{r^2}. \tag{7.1.10}$$

Unitatea de iluminare se numește *lux* (lx).

Luxul reprezintă iluminarea unei suprafețe de 1 m² care primește un flux luminos de 1 lm uniform repartizat pe această suprafață (1 lx = 1 lm/m²).

Probleme rezolvate

1. O sală de sport este iluminată de un bec electric atîrnat în centrul sălii la $h = 5$ m înălțime de podea. Considerînd că becul este o sursă punctiformă ce trimite lumină în toate direcțiile în mod egal, să se determine:

a) la ce distanță de la centrul sălii iluminarea podelei scade de două ori?

b) ce valoare are iluminarea podelei în centrul sălii dacă fluxul total emis de sursă este $\Phi = 5\,000$ lm?

Rezolvare. a) Rezolvăm problema în cazul general. Presupunem că la distanța x de centrul sălii iluminarea scade de k ori față de valoarea ei din centrul sălii. Iluminarea suprafeței podelei, într-un punct la depărtarea x de centru, este (fig. 7.7):

$$E = \frac{I}{r^2}\cos\alpha, \text{ unde } r^2 = x^2 + h^2 \text{ și}$$

$$\cos\alpha = \frac{h}{\sqrt{h^2 + x^2}}, \text{ deci } E = \frac{Ih}{(h^2 + x^2)^{3/2}}.$$

Ținînd seama că iluminarea în centrul sălii este:

$$E_0 = \frac{I}{h^2} \text{ și că } \frac{E_0}{E} = k, \text{ obținem:}$$

$$\frac{Ih}{(h^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{I}{kh^2}, \text{ de unde } x = h\sqrt{\sqrt[3]{k^2} - 1}.$$

Introducînd valorile $h = 5$ m, $k = 2$ obținem:

$$x = 5\sqrt{\sqrt[3]{2^2} - 1} = 3{,}83 \text{ m}.$$

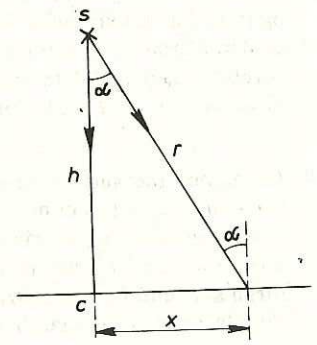


Fig. 7.7. Iluminarea podelei la depărtarea x de centru.

* Fiind o mărime fotometrică, este numită în SI, *iluminare luminoasă*.

b) Pentru a calcula iluminarea în centrul sălii, trebuie să determinăm intensitatea luminoasă I, considerînd că sursa este izotropă (aceeași intensitate în toate direcțiile). Din definiția intensității obținem:

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}.$$

Cu aceste precizări iluminarea $E_0 = \frac{\Phi}{4\pi h^2} = \frac{5\,000 \text{ lm}}{12{,}56 \cdot 25 \text{ m}^2} = 16 \text{ lx}.$

2. Fiecare m² de suprafață solară emite radiație de putere $6{,}44 \cdot 10^7$ W. Să se afle fluxul total de energie radiantă emis de Soare și iluminarea energetică pe 1 m² a suprafeței Pămîntului, neluînd în seamă pierderile de energie în atmosferă. Raza Soarelui este $R = 6{,}95 \cdot 10^8$ m, distanța medie Pămînt — Soare $d = 1{,}5 \cdot 10^{11}$ m.

Rezolvare. Vom nota cu M_e puterea radiată de unitatea de suprafață (emitanță). Fluxul total emis de Soare va fi $\Phi_e = M_e S$, unde $S = 4\pi R^2$ reprezintă aria suprafeței Soarelui. Atunci:

$$\Phi_e = 4\pi R^2 M_e = 4 \cdot 3{,}14 \cdot (6{,}95)^2\, 10^{16} \text{ m}^2 \cdot 6{,}44 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2 = 3{,}91 \cdot 10^{26} \text{ W}.$$

Acest flux este radiat în tot spațiul în mod egal. Obținem iluminarea energetică a suprafeței Pămîntului dacă se împarte Φ_e la aria suprafeței sferice cu raza egală cu distanța medie Pămînt — Soare:

$$E_e = \frac{\Phi_e}{4\pi d^2} = \frac{3{,}91 \cdot 10^{26} \text{ W}}{4 \cdot 3{,}14 \cdot (1{,}5)^2\, 10^{22} \text{ m}^2} = 1\,380 \frac{\text{W}}{\text{m}^2},$$

Această cifră ne arată posibilitățile mari ce ni le oferă folosirea energiei solare.

PROBLEME

1. Pe un stîlp la înălțimea de 8 m de sol, se află atîrnat un bec electric de 1 000 cd. Considerînd becul sursă punctiformă de lumină, să se determine la ce distanță de baza stîlpului iluminarea solului este de 1 lx.

R: 18,33 m.

2. Într-o cameră este atîrnată de tavan o sursă ce emite lumină în toate direcțiile în mod egal. Intensitatea luminoasă a sursei este $I = 60$ cd. Să se calculeze iluminarea unui tablou atîrnat de perete la aceeași înălțime de podea ca și sursa de lumină, dacă pe peretele opus acelui cu tabloul se află o mare oglindă plană. Distanța dintre tablou și sursă este de 2 m, la fel ca și distanța de la sursă la oglindă.

R: 16,66 lx.

3. În centrul unei mese rotunde de 1,2 m diametru se află o lampă de birou cu un singur bec electric, la 40 cm deasupra suprafeței mesei. Deasupra centrului mesei, la 2 m de suprafața acesteia, se găsește și o lustră cu patru asemenea becuri. În ce caz se obține o iluminare mai mare la marginea mesei și de cîte ori: cînd funcționează lampa de birou sau cînd funcționează cele 4 becuri ale lustrei? Dacă becurile sînt de cîte 100 W, calculați risipa de energie electrică pe timp de două ore în cazul folosirii lustrei.

R: iluminarea este de 1,2 ori mai mare cînd funcționează lampa de birou.

4. Un om privește o lampă electrică situată la 1 m distanță de el. Intensitatea luminoasă a lămpii este de 50 cd. Care este valoarea fluxului luminos primit prin pupila ochiului, dacă diametrul acesteia este de 4 mm?

R: $628 \cdot 10^{-6}$ lm.

5. Un bec electric emite în fiecare minut 122 J de energie luminoasă. Să se afle randamentul luminos, dacă becul este de 100 W.

R: 2%.

6. Deasupra centrului unei mese rotunde de 2 m diametru la înălțimea h este atîrnată o sursă de lumină de 100 cd. Să se reprezinte grafic variația iluminării marginii mesei în funcție de înălțimea h, $E = f(h)$, pentru $0{,}5 \text{ m} \leqslant h \leqslant 0{,}9$ m. Din grafic, să se determine înălțimea h pentru care iluminarea marginii mesei este maximă și valoarea acestei iluminări.

R: $h = 0{,}707$ m; $E_{max} = 38{,}6$ lx.

7. Ce fel de curbă de distribuție a intensității luminoase trebuie să aibă o lampă pentru a da o iluminare uniformă pe o masă plană, deasupra căreia este suspendată?

R: $I(\alpha) = \frac{I_0}{\cos^3 \alpha}$.

8. Calculați energia captată timp de 8 ore de către o baterie solară cu aria suprafeței de 100 m², dacă aceasta lucrează cu un randament de 5%. (Indicație. Se vor folosi datele problemei rezolvate 2.)

R: 55,2 kWh.

7.2. DETERMINAREA VITEZEI LUMINII

Ținînd seama de importanța cunoașterii cît mai exacte a valorii vitezei de propagare a luminii, în decursul timpului au fost făcute o serie de încercări pentru a o determina experimental.

Prima încercare reușită de măsurare a vitezei luminii în condiții terestre a fost cea a fizicianului francez Fizeau. Deoarece majoritatea metodelor de determinare a vitezei luminii au la bază ideea lui Fizeau, o vom schița în cele ce urmează.

Aranjamentul experimental al lui Fizeau constă dintr-o pereche de roți dințate fixate rigid la capetele unui ax (fig. 7.8). Roțile dințate sînt dispuse pe ax astfel încît dinții uneia să corespundă ca poziție cu spațiul dintre dinții celeilalte. O rază de lumină pornită de la sursa S din dreapta figurii nu poate fi văzută de observatorul O situat în partea stîngă a dispozitivului, decît atunci cînd roțile se rotesc uniform cu o anumită viteză unghiulară. Această viteză de rotație a roților este determinată de egalitatea dintre timpul în care lumina, pătrunsă prin unul din golurile roții *1*, ajunge la roata *2* și timpul în care sistemul s-a rotit cu jumătatea unghiului dintre doi dinți învecinați.

Lungimea drumului străbătut de lumină între cele două roți a fost mărită intenționat cu ajutorul a trei oglinzi O_1, O_2 și O_3. Oglinda O_2 se află departe de sistemul de roți, la distanța L. Considerînd distanța dintre roți neglijabilă față de L, viteza luminii poate fi calculată cu expresia $c = 2L/t$, unde t este timpul în care lumina a străbătut distanța $2L$. Pentru ca în O să se poată vedea lumina emisă de S trebuie să fie satisfăcută egalitatea $t = \alpha_0/2\omega$, unde α_0 este unghiul dintre doi dinți consecutivi iar ω este viteza unghiulară a sistemului de roți.

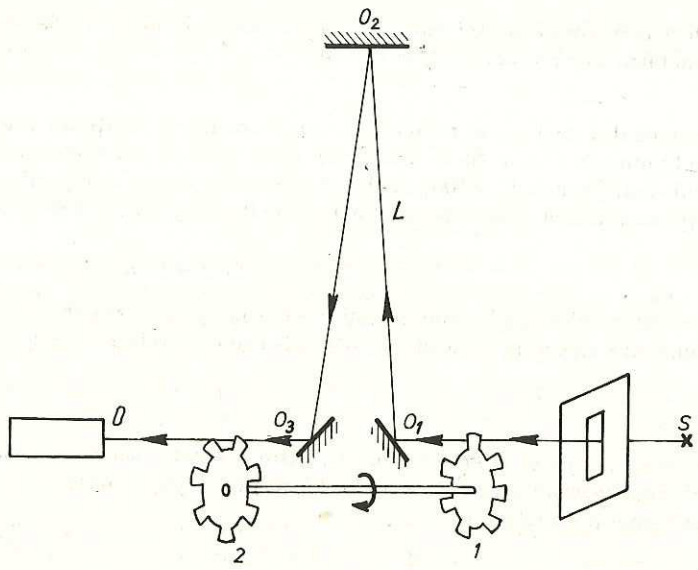


Fig. 7.8. Dispozitiv pentru măsurarea vitezei luminii (schema de principiu).

Dacă Z este numărul de dinți ai unei roți iar ν este frecvența de rotație pentru care lumina se vede în O, atunci $\alpha_0 = 2\pi/Z$, $\omega = 2\pi\nu$ și relația pentru calculul vitezei luminii va fi:

$$c = \frac{2L}{t} = 4\nu ZL. \qquad (7.2.1)$$

Valoarea acceptată, în prezent, pentru viteza luminii în vid este:

$$c = (2{,}997924562 \pm 0{,}000000011) \cdot 10^8 \text{ m/s}.$$

În calcule se ia în considerare valoarea:

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}.$$

Viteza luminii prezintă o deosebită importanță, pentru cunoașterea fenomenelor naturii.

7.3. INTERFERENȚA LUMINII

7.3.1. **Noțiuni generale.** La fel cu interferența undelor, studiată în clasa a IX-a, prin interferența luminii se înțelege compunerea (suprapunerea) în același loc a două sau mai multor oscilații luminoase.

Spre deosebire de undele mecanice la care rezultatul interferenței se putea observa direct urmărind amplitudinea rezultantă, în cazul luminii, rezultatul interferenței se poate aprecia numai după intensitatea luminoasă în punctul respectiv. În capitolul de fotometrie am definit o intensitate ce caracterizează

izvorul de radiație (intensitate de izvor). Mai jos, vom defini intensitatea cîmpului luminos, adică o mărime proporțională cu energia conținută în unitatea de volum a cîmpului electromagnetic, deci cu densitatea de volum w de energie radiantă. La studiul cîmpului electromagnetic am văzut că:

$$w = \varepsilon E^2.$$

Scriind elongația cîmpului electric al undei sub forma $E = E_0 \sin \omega t$, obținem:

$$w = \varepsilon E_0^2 \sin^2 \omega t.$$

Ochiul, sau orice alt receptor optic prezintă o anumită inerție și din acest motiv el va sesiza acțiunea medie în timp a acestei energii. Valoarea medie în timp a lui E^2, notată cu $\langle E^2 \rangle$, o vom numi intensitate luminoasă în punctul considerat. Deci avem $I \sim E_0^2$, deoarece valoarea medie în timp a lui $\sin^2 \omega t$ este o constantă.

Să considerăm că într-un punct P din spațiu există două unde electrice $\vec{E}_1$ și $\vec{E}_2$. Conform principiului suprapunerii efectelor (superpoziției) cîmpul rezultant va fi suma intensităților cîmpurilor $\vec{E}_1$ și $\vec{E}_2$ adică:

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \qquad (7.3.1)$$

Intensitatea luminii în punctul considerat va fi:

$$I \sim \langle E^2 \rangle = \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2 \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle. \qquad (7.3.2)$$

La măsurarea intensității rezultante $\langle E^2 \rangle$, în practică obligatoriu ne vom întîlni cu două situații diferite și anume:

cazul 1, dacă $\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle = 0$, atunci $\langle E^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle$, adică $I = I_1 + I_2$;

cazul 2, dacă $\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle \neq 0$, atunci $\langle E^2 \rangle \neq \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle$, adică $I \neq I_1 + I_2$.

Termenul $\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle$, din relația (7.3.2) se numește termenul de interferență.

Condiția necesară și suficientă pentru ca două unde să interfere într-un anumit loc din spațiu este: $\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle \neq 0$.

Observăm că dacă $\vec{E}_1 \perp \vec{E}_2$, termenul de interferență este totdeauna nul.

În cele ce urmează vom presupune că vectorii $\vec{E}_1$ și $\vec{E}_2$ sînt paraleli, adică produsul lor scalar este $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = E_1 E_2$. Pe lîngă această condiție, termenul de interferență va fi diferit de zero, dacă media în timp a produsului $\langle E_1 E_2 \rangle \neq 0$. Pentru a studia condițiile în care această medie în timp este diferită de zero, este necesar să ne referim la sursele de lumină și la mecanismul de emisie a luminii.

Am văzut că, spre deosebire de sursele sonore sau de sursele de unde radio, lumina este emisă de atomi, pe care îi vom considera ca fiind dipoli electrici microscopici (dimensiunea lor fiind de ordinul a 10^{-8} cm) și care atunci cînd sînt puși în oscilație emit unde luminoase în toate direcțiile din

Fig. 7.9. Distribuția vectorilor cîmpului electric $\vec{E}$ emis de N dipoli.

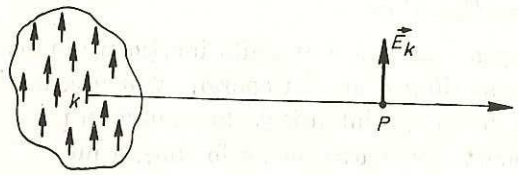


Fig. 7.10. Sursă de lumină formată din N dipoli emițători orientați după o singură direcție.

spațiu (fig. 7.9). Dacă toți dipolii elementari au aceeași orientare în spațiu (fig. 7.10), undele electromagnetice sosite în punctul P vor avea vectorii electrici orientați după o singură direcție (lumină polarizată liniar).

Ecuația oscilației dipolului k este de forma:

$$y = A \sin(\omega t + \varphi_{k0}).$$

Cîmpul emis de dipol, la distanța r_k, este dat de relația:

$$E_k = E_{k0} \sin\left(\omega t + \varphi_{k0} - \frac{2\pi r_k}{Tc}\right).$$

Notînd cu $\varphi_k = \varphi_{k0} - \dfrac{2\pi r_k}{\lambda}$ diferența de fază a undei la distanța r_k de dipol, unde φ_{k0} este faza inițială, T perioada și $\lambda = cT$ lungimea de undă a undei luminoase, contribuția tuturor undelor date de cei N dipoli ai sursei va fi suma acestora, adică:

$$E = \sum_{k=1}^{N} E_{k0} \sin(\omega t + \varphi_k). \qquad (7.3.3)$$

Dacă φ_{k0} și r_k nu s-ar modifica în timp, suma (7.3.3) s-ar putea calcula relativ ușor. Pentru o sursă reală însă acești doi parametri nu sînt constanți în timp, deoarece atomii substanței emițătoare sînt în permanentă mișcare haotică ceea ce înseamnă că și r_k variază haotic. Pe de altă parte, atomii nu emit unde în mod continuu, ci la intervale întîmplătoare de timp, astfel că fazele inițiale φ_{k0} ale fragmentelor de undă au și ele valori cu totul întîmplătoare. Din acest motiv, într-un punct oarecare, se va observa o iluminare medie în timp, dată de cei N dipoli. O asemenea sursă se numește sursă de lumină necoerentă.

Să considerăm două surse de lumină punctiforme S_1 și S_2, care emit radiații de aceeași frecvență (fig. 7.11). În punctul P, elongațiile E_1 și E_2 vor fi descrise de ecuațiile următoare:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{10} \sin(\omega t + \varphi_1), \\ E_2 &= E_{20} \sin(\omega t + \varphi_2). \end{aligned} \qquad (7.3.4)$$

Pentru simplitate vom considera că cele două unde au aceeași amplitudine, adică $E_{10} = E_{20} = E_0$. Atunci, elongația rezultantă E în punctul P va fi:

$$E = E_1 + E_2 = E_0[\sin(\omega t + \varphi_1) + \sin(\omega t + \varphi_2)]$$

sau,

$$E = 2E_0 \cos\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \sin\left(\omega t + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right). \qquad (7.3.5)$$

Oscilația rezultantă este deci tot o oscilație sinusoidală, avînd aceeași frecvență ca și cele două unde din care se compune, iar amplitudinea

$$A = 2E_0 \cos\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \text{ și faza } \varphi = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2},$$

adică:

$$E = A \sin(\omega t + \varphi).$$

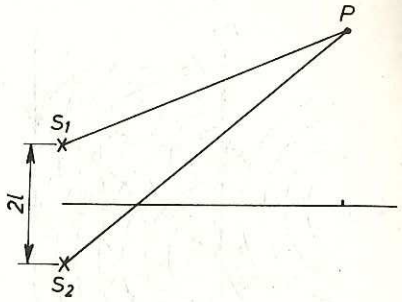


Fig. 7.11. Două surse de lumină punctiforme care emit radiații de aceeași frecvență. Care va fi în acest caz iluminarea într-un punct P?

Dacă diferența de fază $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ este constantă în timp, spunem că cele două unde, respectiv cele două surse sînt *coerente*. În acest caz amplitudinea undei rezultante A este constantă în timp, ceea ce înseamnă că iluminarea în punctul P va fi aceeași în decursul timpului, iar valoarea acesteia depinde de valoarea diferenței de fază $\varphi_1 - \varphi_2$. Într-adevăr, se poate arăta că termenul de interferență $\langle E_1 E_2 \rangle$ este proporțional cu cos $(\varphi_1 - \varphi_2)$.

Inegalitatea $I \neq I_1 + I_2$ nu contrazice legea conservării energiei. Aceasta înseamnă doar că energia luminoasă este distribuită în spațiu în mod neuniform, astfel că fluxul luminos emis de cele două surse este egal cu suma fluxurilor luminoase emise de fiecare sursă în parte.

Ținînd seama de procesul de emisie al celor N atomi din care este formată o sursă reală, tragem concluzia că sursele de lumină reale sînt surse necoerente. Aceasta nu înseamnă că nu se pot obține două sau mai multe surse, respectiv fascicule coerente. În cele ce urmează se vor studia metodele de obținere a undelor coerente în optică.

7.3.2. **Obținerea undelor coerente în optică; dispozitive interferențiale.** Ideea de bază pentru obținerea pe cale experimentală a două sau mai multe unde coerente este simplă. Ea constă în următoarele: din fluxul luminos emis de o sursă monocromatică se separă spațial, printr-un procedeu oarecare, două fascicule de lumină care ulterior se unesc din nou. Cele două fascicule sînt coerente deoarece, provenind de la aceeași sursă, conțin în mod identic toate undele elementare emise de atomii sursei monocromatice.

Din multitudinea dispozitivelor cu ajutorul cărora se pot obține fascicule coerente, vom descrie două.

a) Dispozitivul lui Young. Dispozitivul lui Young are o importanță deosebită, deoarece cu ajutorul lui s-a realizat prima experiență de interferență, prin care s-a demonstrat valabilitatea principiului lui Huygens în optică și prin aceasta valabilitatea teoriei ondulatorii a luminii.

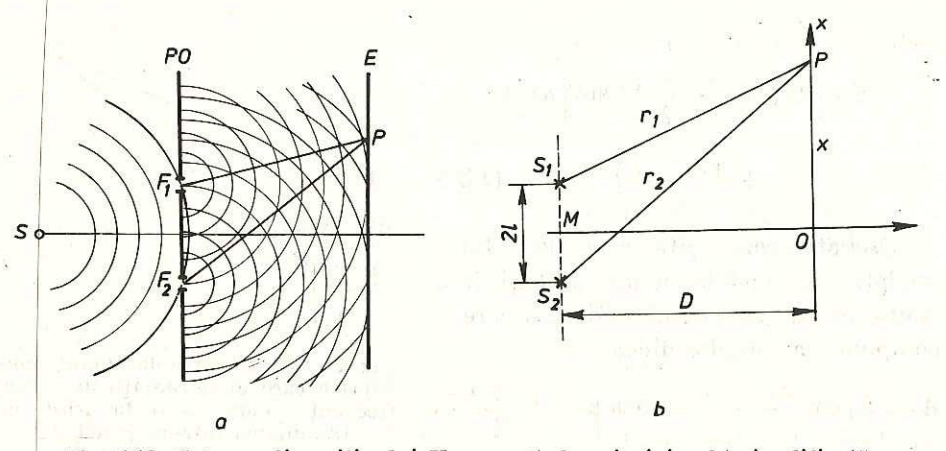


Fig. 7.12. Schema dispozitivului Young: *a)* de principiu; *b)* simplificată.

Acest dispozitiv constă dintr-o sursă de lumină S (un filament drept subțire incandescent, prevăzut cu un filtru optic care lasă să treacă numai radiații de o anumită lungime de undă), un paravan opac PO în care sînt practicate două fante dreptunghiulare F_1 și F_2 paralele atît între ele cît și cu filamentul incandescent și un ecran E (fig. 7.12, *a*).

Punctele de pe frontul de undă situate în dreptul fantelor, conform principiului Huygens emit noi unde. În aranjamentul de față aceste fronturi sînt cilindrice deoarece sînt emise de un filament subțire cilindric. Astfel, cele două fante devin două surse de lumină coerentă, deoarece undele emise de ele provin de pe aceeași suprafață de undă.

Schematic, dispozitivul este reprezentat în figura 7.12, *b*.

Vom nota cu $2l$ distanța dintre sursele S_1 și S_2, adică distanța dintre cele două fante, cu r_1 și r_2 distanțele dintre surse și un punct oarecare P de pe ecran. Fie D distanța dintre planul surselor și ecran și $x = OP$, distanța dintre planul MO de simetrie al sistemului și punctul considerat P.

Presupunem că sursele secundare S_1 și S_2 oscilează după legea $E' = E_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$. Ecuațiile celor două unde în punctul P vor fi:

$$E_1 = E_0 \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{r_1}{c}\right), \qquad E_2 = E_0 \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{r_2}{c}\right), \tag{7.3.6}$$

iar elongația rezultantă:

$$E = E_1 + E_2 = E_0\left[\sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{r_1}{c}\right) + \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{r_2}{c}\right)\right].$$

Transformînd suma din paranteză într-un produs obținem:

$$E = 2E_0 \cos \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{r_2 - r_1}{2c} \sin \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{r_1 + r_2}{2c}\right). \tag{7.3.7}$$

Amplitudinea undei rezultante este:

$$A = 2E_0 \cos \frac{2\pi(r_2 - r_1)}{2cT} = 2E_0 \cos \frac{\pi(r_2 - r_1)}{\lambda}.$$

Intensitatea luminoasă în punctul P va fi:

$$I \sim A^2 = 4E_0^2 \cos^2 \frac{\pi(r_2 - r_1)}{\lambda}. \tag{7.3.8}$$

Intensitatea luminoasă I va fi maximă în punctul P, în cazul în care $\cos^2 \frac{\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = 1$, adică atunci cînd diferența de drum $r_2 - r_1 = 2k\frac{\lambda}{2}$ unde k este un număr întreg $(0, \pm 1, \pm 2, \ldots)$ și minimă dacă $r_2 - r_1 = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$.

Diferența $r_2 - r_1$ este o diferență de drum geometric, reprezentînd diferența dintre distanțele parcurse de lumină în vid pînă în punctul P.

Dacă într-un mediu transparent avînd indicele de refracție n, lumina străbate o distanță r, produsul nr se numește *drum optic* și se notează cu (r).

$$(r) = nr.$$

Deci, dacă în dispozitivul lui Young spațiul dintre fante și ecran ar fi un mediu transparent de indice de refracție n, atunci diferența de drum optic ar fi $n(r_2 - r_1)$. În acest caz, condiția de maxim sau minim va fi:

$$n(r_2 - r_1) = 2k\frac{\lambda}{2} \text{ respectiv } n(r_2 - r_1) = (2k+1)\frac{\lambda}{2}.$$

Prin urmare, ca rezultat al interferenței staționare a undelor cilindrice coerente, provenite din S_1 și S_2 se vor forma pe ecranul E o serie de benzi numite și franje rectilinii, luminoase și întunecoase (maxime și minime), perpendiculare pe planul desenului deci paralele între ele.

Interfranja. Determinarea lungimii de undă. Din figura 7.12, *b* se obțin următoarele relații

$$r_1^2 = D^2 + (x - l)^2 \text{ și } r_2^2 = D^2 + (x + l)^2.$$

Făcînd diferența lor obținem:

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = 4xl \text{ de unde } r_2 - r_1 = \frac{4xl}{r_1 + r_2}.$$

Ținînd seama de faptul că în experiențele de interferență distanța $x = OP \ll D$, putem face aproximația $r_1 + r_2 \simeq 2D$. Notînd cu x_k valoarea lui x în punctul în care intensitatea este maximă, adică în care este satisfăcută condiția $r_2 - r_1 = k\lambda$, relația de mai sus devine:

$$\frac{4x_k l}{2D} = k\lambda \text{ de unde } x_k = \frac{kD\lambda}{2l}. \tag{7.3.9}$$

Pentru un ordin de interferență imediat superior $k + 1$, relația (7.3.9) se va scrie:

$$x_{k+1} = \frac{(k+1)D\lambda}{2l}.$$

Distanța dintre două maxime (sau două minime) consecutive se numește *interfranjă* și se notează cu i:

$$i = x_{k+1} - x_k = \frac{\lambda D}{2l}. \tag{7.3.10}$$

În cazul experienței lui Young, interfranja este deci o constantă (nu depinde de x), ceea ce înseamnă că franjele sînt echidistante pe ecranul E.

Relația (7.3.10) poate servi la determinarea lungimii de undă. Astfel, măsurînd distanța dintre sursele coerente $2l$, distanța D și interfranja i, lungimea de undă se va determina cu formula:

$$\lambda = \frac{2li}{D}. \tag{7.3.11}$$

Dispozitivul lui Young este un dispozitiv interferențial cu două fascicule coerente. Formulele deduse aici sînt valabile în cazul oricărui dispozitiv cu două fascicule coerente, dacă schema dispozitivului se poate reduce la cea din figura 7.12, *b*.

Interfranja i va fi mai mare sau mai mică, după cum ecranul E se află la o distanță mai mare sau mai mică, așa cum arată atît relația (7.3.10) cît și figura 7.12, *a*. Regiunea din spațiu în care are loc interferența este destul de mare, franjele formîndu-se pe ecran pentru orice poziție a lui în această regiune. Astfel de dispozitive formează deci franje nelocalizate. În general, dacă izvoarele coerente sînt punctiforme sau filiforme, interferența este nelocalizată.

b) Interferența localizată. Lame subțiri. În paragraful precedent am obținut două fascicule coerente prin divizarea frontului de undă. Un fascicul de lumină poate fi divizat cu una sau mai multe suprafețe reflectătoare, de pe care o parte din lumină se reflectă, iar altă parte se transmite.

În natură putem observa adeseori fenomene de interferență, folosind drept izvor de lumină, lumina zilei. Un asemenea tip de interferență are loc la iluminarea unei pelicule transparente, subțiri, cînd descompunerea undei de lumină necesară pentru realizarea fasciculelor coerente se obține prin reflexia luminii pe fața superioară și pe cea inferioară a peliculei (fig. 7.13). Undele *2* și *3* sînt coerente deoarece provin din una și aceeași undă. Starea de interferență este determinată de diferența de fază dintre cele două unde (*2* și *3*). Dacă lumina folosită este lumină albă, pelicula subțire apare colorată.

Acest fenomen, cunoscut sub numele de culorile lamelor subțiri, se observă ușor la: peliculele balonașelor de săpun, petele de ulei sau de petrol care apar pe suprafața apei de pe străzi etc. Vom studia două forme de lame subțiri transparente.

Lama cu suprafețe plan-paralele (fig. 7.14). Fie d grosimea lamei și n indicele de refracție. Diferența de drum optic dintre cele două raze (*2* și *3*) care interferă va fi:

$$\delta = (L_1) - (L_2) = n(AB + BC) - \left(AD - \frac{\lambda}{2}\right). \tag{7.3.12}$$

În expresia drumului optic $(L_2) = AD - \frac{\lambda}{2}$, $\frac{\lambda}{2}$ apare datorită pierderii unei semiunde ca și în cazul reflexiei undelor mecanice pe un mediu mai dens. Exprimînd segmentele $AB = BC$ și AD în funcție de unghiul de incidență i, de unghiul de refracție r și de grosimea lamei d obținem:

$$\delta = n\left(\frac{d}{\cos r} + \frac{d}{\cos r}\right) - \left(AC \sin i - \frac{\lambda}{2}\right).$$

Deoarece $AC = 2d \operatorname{tg} r = 2d \dfrac{\sin r}{\cos r}$, $n = \dfrac{\sin i}{\sin r}$, relația de mai sus devine

$$\delta = 2nd \cos r + \frac{\lambda}{2}. \tag{7.3.13}$$

În cazul incidenței normale ($i = 0$) și din legea refracției $n \sin r = \sin i$, reiese că și unghiul de refracție $r = 0$ și $\cos r = 1$. În acest caz relația (7.3.13) devine:

$$\delta = 2dn + \frac{\lambda}{2}. \tag{7.3.14}$$

Toate razele ce cad pe lamă sub același unghi de incidență i ca și raza *1*, la reflexie pe cele două suprafețe, vor da naștere la raze reflectate paralele între ele, respectiv paralele cu razele *2* și *3*. Toate razele paralele adunate într-un singur loc în spațiu vor interfera. Starea de interferență va fi determinată de relația (7.3.13) respectiv (7.3.14) în cazul incidenței normale.

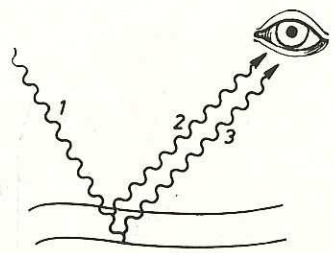


Fig. 7.13. Reflexia luminii pe cele două suprafețe ale unei pelicule subțiri aflată în aer.

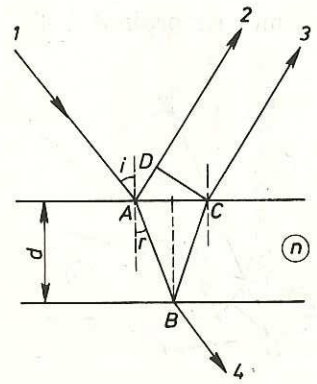


Fig. 7.14. Mersul razelor într-o lamă plan-paralelă.

Strîngerea razelor paralele se poate face cu ajutorul unei lentile convergente. Interferența razelor paralele o putem observa și privind lama plan-paralelă cu ochiul liber acomodat pentru vedere la depărtare (la infinit). Franjele obținute prin interferența razelor paralele sînt localizate la infinit.

Pana optică. Dacă cele două suprafețe plane ce delimitează lama subțire fac un unghi mic între ele, pelicula din mediul respectiv formează o pană (fig. 7.15). Fie n indicele de refracție al mediului din care este formată pana, α unghiul penei, SA raza incidentă și razele coerente AC și BD. Punctul de localizare a franjei ce corespunde razei incidente SA va fi în M, la intersecția prelungirilor razelor AC și BD. Toate punctele de localizare a franjelor provenite de la raze incidente paralele cu SA se vor afla într-un plan P ce trece prin vîrful penei O.

Dacă fasciculul incident este perpendicular pe fața superioară a penei, ținînd cont că unghiul α este foarte mic (de ordinul minutului), planul de localizare a franjelor se va afla în interiorul penei, practic pe suprafața penei. Din acest motiv se spune că franjele sînt localizate pe lamă. Starea de interferență într-un punct dat de pe lamă este determinată de grosimea lamei în acel punct (franje de egală grosime). Franjele formate vor corespunde deci diferenței de drum optic determinată de diferitele grosimi ale penei. Ele sînt franje drepte, paralele între ele și cu muchia penei și echidistante. Condiția de maxim sau de minim este determinată de relația (7.3.14).

La incidență normală, interfranja i se calculează astfel: fie d_k o grosime oarecare a penei pentru care avem un maxim de ordin k (fig. 7.16). Din relația (7.3.14) obținem:

$$2nd_k + \frac{\lambda}{2} = k\lambda,$$

pentru maximul de ordin k și

$$2nd_{k+1} + \frac{\lambda}{2} = (k+1)\lambda,$$

pentru maximul de ordinul $k+1$.

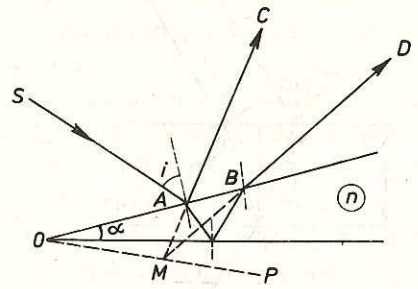


Fig. 7.15. O pană dintr-un mediu cu indicele de refracție n.

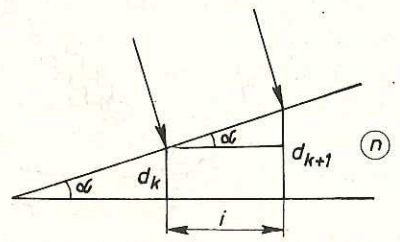


Fig. 7.16. Determinarea interfranjei la o figură de interferență dată de o pană.

Rezultă:

$$d_{k+1} - d_k = \frac{\lambda}{2n} = \alpha i, \text{ conform figurii.}$$

Interfranja este dată de relația:

$$i = \frac{\lambda}{2\alpha n}. \qquad (7.3.15)$$

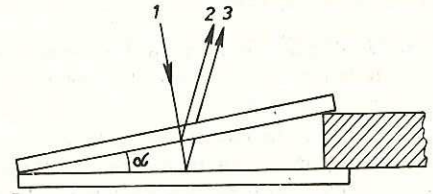


Fig. 7.17. Pană de aer.

Interferența pe lame subțiri se obține cu surse de lumină nepunctiforme, întinse. Deși razele paralele provin din puncte diferite ale sursei, interferența are loc din cauza grosimii foarte mici a peliculei subțiri.

Cu ajutorul a două lame de sticlă se poate forma și o pană de aer. Față de cele studiate anterior, deosebirea constă în faptul că pierderea de semiundă are loc la reflexia pe suprafața inferioară a penei (fig. 7.17).

Interferența produsă de lame subțiri are foarte multe aplicații în tehnică. Astfel, o peliculă subțire plan-paralelă (transparentă) poate servi fie ca strat antireflex fie ca strat reflector. Dacă undele reflectate pe cele două fețe ale peliculei sînt în antifază la ieșirea din lamă atunci prin interferență ele se distrug. Dimpotrivă, dacă grosimea peliculei și indicele de refracție al acesteia sînt astfel alese încît cele două unde reflectate să se adune (sînt în fază) la interferență, unda rezultată se va întări (fig. 7.18). Cu ajutorul mai multor straturi subțiri depuse pe o suprafață de sticlă, de exemplu, se poate obține o oglindă ce reflectă aproape în întregime întregul flux luminos incident (peste 99%).

Pana de aer este folosită pentru verificarea calității suprafețelor. În acest scop se formează o pană de aer cu o suprafață etalon (suprafața apei liniștite sau a mercurului de exemplu) și suprafața supusă controlului. Aceasta din urmă prezentînd abateri de la planeitate (asperități, defecte) franjele de egală grosime nu vor fi drepte și paralele ci niște linii ondulate în funcție de grosimea penei (fig. 7.19).

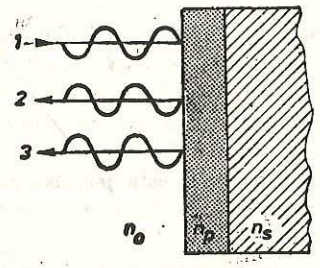


Fig. 7.18. Undele reflectate pe cele două suprafețe ale unei pelicule subțiri (strat perfect reflectător).

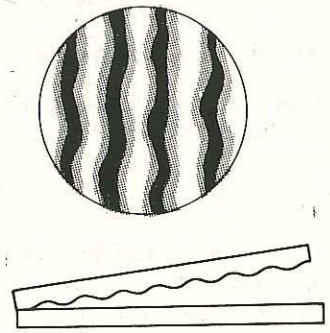


Fig. 7.19. Deformarea franjelor de egală grosime, datorată abaterilor de la planeitate.

Probleme rezolvate

1. Un dispozitiv Young are următoarele caracteristici: distanța dintre fante $2l = 3{,}3$ mm, distanța de la fante la ecran $D = 3$ m, lungimea de undă a radiației folosite $\lambda = 550$ mm.

a) Să se calculeze interfranja i.

b) Se introduce în drumul unuia dintre fasciculele care interferă o lamă de sticlă plan-paralelă de grosime $e = 0{,}01$ mm. Fasciculul cade perpendicular pe suprafața lamei. Să se determine sensul deplasării franjelor și expresia deplasării.

c) Știind că franjele s-au deplasat cu $\Delta x = 4{,}73$ mm, să se afle indicele de refracție n al sticlei.

Rezolvare. Vom folosi figura 7.12, *b*. Presupunem că lama de sticlă a fost introdusă în drumul fasciculului S_1P.

a) Interfranja se află folosind relația (7.3.10):

$$i = \frac{\lambda D}{2l} = \frac{550\cdot 10^{-6}\ \text{mm}\cdot 3\cdot 10^{3}\ \text{mm}}{3{,}3\ \text{mm}} = 0{,}5\ \text{mm}.$$

Menționăm că interfranja i este independentă de prezența sau absența lamei în fascicul.

b) Drumul optic este: $(S_1P) = r_1 - e + ne$ (cu lama pusă), iar $(S_2P) = r_2$. Diferența de drum dintre cele două fascicule va fi:

$$\delta = (S_2P) - (S_1P) = r_2 - r_1 + e - ne = r_2 - r_1 - e(n-1).$$

Pentru ca în P să avem un maxim de interferență trebuie ca $\delta = k\lambda$.
Deci:

$$r_2 - r_1 - e(n-1) = k\lambda.$$

Diferența $r_2 - r_1 = \frac{2l}{D}\, x_k$ deci diferența de drum optic se va scrie:

$$\frac{2l}{D}\, x_k - e(n-1) = k\lambda.$$

De unde:

$$x_k = \frac{D}{2l}\,[k\lambda + e(n-1)] = \frac{kD\lambda}{2l} + \frac{D\lambda}{2l\lambda}\cdot(n-1)e. \qquad (7.3.16)$$

Termenul $\frac{kD\lambda}{2l} = x_{k0}$ reprezintă poziția maximului de ordin k în absența lamei.

Ținînd seama de expresia interfranjei $i = \frac{D\lambda}{2l}$, din expresia (7.3.16) se poate scrie imediat distanța cu care s-a deplasat maximul de ordin k față de poziția acestuia în absența lamei:

$$\Delta x = x_k - x_{k0} = \frac{ie}{\lambda}(n-1).$$

Mărimile i, e, λ și $(n-1)$ fiind pozitive înseamnă că Δx_k este pozitiv, adică $x_k - x_{k0} > 0$.
Aceasta înseamnă că franjele se deplasează în direcția $+x$.

c) Din formula deplasării franjelor Δx, obținem:

$$n = \frac{\lambda\Delta x}{ie} + 1 = 1 + \frac{550\cdot 10^{-6}\ \text{mm}\cdot 4{,}73\ \text{mm}}{0{,}5\ \text{mm}\cdot 0{,}1\ \text{mm}} = 1{,}52.$$

2. Pe o pană de sticlă având indicele de refracție $n = 1{,}5$ cade normal un fascicul de lumină monocromatică cu $\lambda = 600$ nm. Numărul de franje pe un centimetru este 10. Să se determine unghiul penei.

Rezolvare. Din relația interfranjei (7.3.15) obținem:

$$\alpha = \frac{\lambda}{2ni}.$$

Dacă numărul de franje pe un cm este 10, înseamnă că interfranja $i = 10\ \text{mm}/10 = 1$ mm. Unghiul penei va fi:

$$\alpha = \frac{0{,}6\cdot 10^{-3}\ \text{mm}}{2\cdot 1{,}5\cdot 1\ \text{mm}} = 2\cdot 10^{-4}\ \text{rad}.$$

Transformînd radianii în secunde, obținem $\alpha = 41'',2$.

PROBLEME

1. Frecvența unei unde luminoase este $\nu = 5\cdot 10^{14}\,\text{s}^{-1}$. Să se calculeze lungimea de undă a acestei radiații în sticlă cu indicele de refracție $n = 1{,}5$.

R: 400 nm.

2. Lungimea de undă a radiației galbene de Na în vid este $\lambda = 589$ nm. Care este lungimea de undă a acestei radiații în apă ($n = 4/3$) și în sticlă ($n = 3/2$)?

R: 441,75 nm; 392,66 nm.

3. Într-un interval de timp oarecare, frontul de undă a luminii galbene de sodiu a parcurs în sticlă ($n = 3/2$) o distanță de 10 mm. Ce distanță va parcurge acest front în același interval de timp în apă ($n = 4/3$)?

R: 11,25 mm.

4. Diferența de drum optic dintre două raze monocromatice care interferă este $0{,}3\,\lambda$. Să se determine diferența de fază dintre cele două unde.

R: $0{,}6\,\pi$.

5. În experiența lui Young se lucrează cu o radiație monocromatică cu $\lambda = 6\cdot 10^{-7}$ m. Distanța dintre fante este 1 mm, iar distanța de la fante la ecran 3 m. Să se găsească pozițiile primelor trei franje luminoase.

R: $0 \div 1{,}8 \div 3{,}6$ mm.

6. De cîte ori se va mări interfranja pe ecran, în experiența lui Young, dacă filtrul verde ($\lambda = 5\cdot 10^{-5}$ cm) din fața fantelor se înlocuiește cu un filtru roșu ($\lambda = 6{,}5\cdot 10^{-5}$ cm)?

R: 1,3 ori.

7. În experiența lui Young, în drumul unuia dintre fasciculele care interferă, s-a introdus o plăcuță de sticlă plan-paralelă. Fasciculul cade perpendicular pe suprafața lamei de sticlă. Prin introducerea lamei în fascicul, figura de interferență s-a deplasat pe ecran astfel încît franja centrală luminoasă a luat locul celei de a 5-a franje luminoase obținută în absența lamei din fascicul. Indicele de refracție al sticlei este $n = 1{,}5$ iar lungimea de undă a luminii cu care se lucrează este $\lambda = 6\cdot 10^{-7}$ m. Să se determine grosimea lamei de sticlă.

R: 6 μm.

8. În drumul unuia dintre fasciculele care interferă în dispozitivul lui Young s-a introdus, perpendicular pe acesta, o placă de sticlă de 2 cm grosime. Sticla din care este făcută placa este neomogenă, adică este alcătuită din straturi paralele având indicele de refracție de valori diferite. Straturile se așază paralel cu fasciculul.

a) Să se calculeze cu cît poate să difere indicele de refracție pentru ca variația corespunzătoare de drum optic să nu depășească 10^{-3} mm.

b) Dacă fantele dispozitivului sînt dreptunghiulare și paralele, cum va arăta figura de interferență de pe ecran?

R: $5 \cdot 10^{-5}$.

9. O peliculă din soluție de săpun, cînd se află în poziție verticală, formează o pană, datorită scurgerii lichidului. Se observă figura de interferență în lumina reflectată. Să se afle unghiul penei, dacă pe 2 cm lungime a penei se așază 5 interfranje. Indicele de refracție al soluției este $n = 4/3$ iar lumina cu $\lambda = 550$ nm cade sub incidență normală.

R: 10,66″

10. O peliculă din soluție de săpun așezată vertical formează o pană. Interferența se observă în reflexie printr-o sticlă roșie care lasă să treacă lumina monocromatică cu $\lambda = 6{,}3 \cdot 10^{-5}$ cm. Interfranja astfel observată este de 3 mm. După aceasta, se privește pelicula printr-o sticlă albastră. Se consideră că în timpul experienței pelicula nu se schimbă și lumina cade sub incidență normală. Să se determine interfranja în lumina albastră ($\lambda = 4 \cdot 10^{-5}$ cm).

R: 1,9 mm.

11. Pe o pană de sticlă cu $n = 1{,}5$ cade normal un fascicul de lumină cu $\lambda = 5{,}82 \cdot 10^{-7}$ m. Unghiul penei este de 20″. Să se determine numărul de franje pe unitatea de lungime a penei.

R: 5 franje/cm.

7.4. DIFRACȚIA LUMINII

7.4.1. **Considerații generale.** Un fenomen important produs de lumină, care confirmă natura ondulatorie a acesteia, îl constituie difracția luminii, descoperită în 1665 de F.M. Grimaldi.

Fenomenul de difracție apare ca o consecință directă a principiului Huygens-Fresnel și *constă în esență din ocolirea de către lumină a obstacolelor, atunci cînd dimensiunile acestora sînt comparabile, ca ordin de mărime, cu lungimea de undă a radiațiilor folosite.* Punerea în evidență pe cale experimentală a acestui fenomen, inseparabil de fenomenul de interferență, este legată de dificultatea că lungimile de undă ale luminii sînt foarte mici. Natura ne oferă totuși mijloace cu ajutorul cărora putem urmări calitativ fenomenul. De exemplu, dacă privim printr-un fulg de pasăre o sursă luminoasă îndepărtată sau printr-o pînză de umbrelă, se observă o serie de irizații ce se datoresc fenomenului de difracție.

Difracția luminii se poate pune în evidență pentru toată gama radiațiilor electromagnetice, în fascicul divergent, sau paralel și pentru obstacole, sau orificii de diferite forme.

Fenomenul de difracție poate fi urmărit ușor analizînd modul de comportare a luminii în cazul plasării în drumul acesteia a unui paravan MN opac de forma unui semiplan (fig. 7.20).

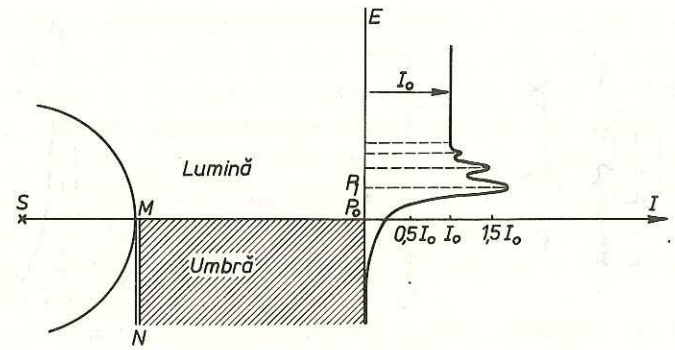


Fig. 7.20. Difracția la marginea unui paravan.

Lumina care pleacă de la izvorul S în toate direcțiile și care, în absența semiplanului opac, ar da pe un ecran E o intensitate I_0 în punctul P_0 dă în prezența acestuia, în P_0, numai 0,25 I_0 scăzînd continuu pînă la zero în regiunea de umbră, iar în regiunea luminoasă se obțin maxime și minime de intensitate, primul maxim (din P_1) depășind valoarea I_0. Cauza acestor fenomene complexe care apar la limita de separare dintre umbra geometrică și lumina geometrică este difracția și interferența luminii.

Pentru a înțelege mai ușor fenomenul și aplicațiile sale practice, vom urmări numai difracția pe fante (deschideri) dreptunghiulare foarte înguste și în particular pe rețeaua optică, atunci cînd se folosesc fascicule paralele de lumină.

7.4.2. **Difracția luminii pe o fantă în lumină paralelă. Studiu calitativ.** Fenomenul de difracție în lumină paralelă a fost studiat de Fraunhofer care a observat că dacă se privește cu o lunetă un izvor luminos îndepărtat, iar în fața acesteia se așază un paravan în care a fost practicat un orificiu, atunci aspectul imaginii depinde de forma și mărimea acestui orificiu. Fraunhofer a constatat că micșorînd suprafața orificiului, imaginea izvorului poate să se deformeze atît de mult încît să nu mai semene cu cea obținută în absența paravanului găurit.

O importanță deosebită o prezintă difracția produsă de o fantă dreptunghiulară de lățime foarte mică MN și înălțime mare în comparație cu lățimea (fig. 7.21).

Punctul S este izvorul de lumină monocromatică ce emite un fascicul divergent, deci care generează unde sferice (desenate punctat pe figură). Așezînd izvorul S în focarul unei lentile convergente L, aceasta va transforma fasciculul convergent într-un fascicul paralel, undele sferice fiind astfel transformate în unde plane. Fasciculul paralel traversează apoi fanta MN din paravanul E_1, suferind fenomenul de difracție. Lumina difractată este focalizată pe ecranul de observație E_2, cu ajutorul lentilei L_2.

Pe ecranul E_2 se obține o imagine formată dintr-o succesiune de benzi (franje) luminoase alternate cu benzi întunecoase dispuse paralel cu fanta.

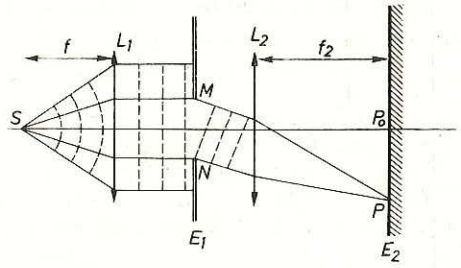


Fig. 7.21. Difracția luminii pe o fantă dreptunghiulară.

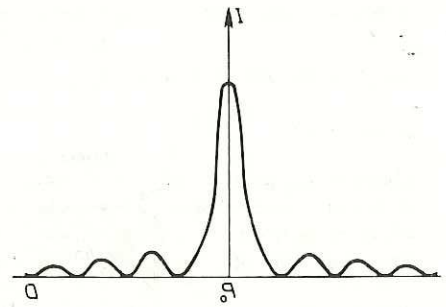


Fig. 7.22. Distribuția intensității luminoase în funcție de distanță în figura de difracție.

Distribuția intensității luminoase din figura de difracție este ilustrată în graficul din figura 7.22.

Din acest grafic se observă că în locul în care lentila L_2 ar forma imaginea fantei MN apare un maxim puternic luminos, care este urmat apoi la distanțe egale de o serie de maxime din ce în ce mai slabe despărțite între ele de minime nule.

Pentru a explica această figură de difracție trebuie să folosim principiul Huygens-Fresnel. În conformitate cu acest principiu, undele luminoase care iau naștere în dreapta paravanului E_1 sînt determinate de sursele secundare de lumină dispuse în regiunea din dreptul fantei (fig. 7.21). Toate undele care se propagă de-a lungul unor drepte paralele între ele sînt focalizate de lentila L_2 într-un același punct, de exemplu în P (de pe ecranul E_2).

Deci pentru a determina amplitudinea undei rezultate într-un punct oarecare al ecranului, trebuie să găsim rezultatul interferenței în acel punct a tuturor acestor unde secundare.

Dacă izvorul luminos S este de lumină albă, maximul central de pe ecran va fi alb iar de o parte și de alta a acestuia se vor afla maxime colorate, dispuse simetric față de maximul central alb.

7.4.3. **Rețeaua de difracție.** Rețeaua de difracție constă dintr-un sistem de fante înguste, rectilinii, egale, paralele, echidistante și foarte apropiate una de alta. O astfel de rețea se găsește în trusa de experiențe pentru liceu, realizată prin trasarea pe o placă de sticlă sau de plexiglas a unui număr N de zgîrieturi rectilinii pe o distanță L. Intervalele transparente dintre zgîrieturi reprezintă fantele.

Rețeaua respectivă va avea un număr $n = \frac{N}{L}$ trăsături pe unitatea de lungime și o distanță $l = \frac{L}{N} = \frac{1}{n}$ între două trăsături succesive, distanță care se numește *constanta rețelei.*

În figura 7.23, *a* și *b* este dată schematic experiența cu o rețea R.

Un fascicul de lumină monocromatică, provenit de la un izvor S, transformat într-un fascicul paralel de către lentila L_1, cade sub un unghi de incidență i pe rețeaua R. Figura de difracție se vede în planul focal al lentilei L_2, pe ecranul E. Distribuția intensității în figura de difracție poate fi calculată pornind de la principiul Huygens-Fresnel, potrivit căruia fiecare fantă a rețelei devine sediul unor noi unde secundare, pentru fiecare radiație monocromatică în parte. Să ne referim la undele secundare emise după o singură direcție (care formează cu axul optic al sistemului OF unghiul α) de către două fante succesive ale rețelei.

Între aceste unde va exista mereu aceeași diferență de drum optic $\delta = \delta_1 - \delta_2$ (7.4.1) unde $\delta_1 = l \sin i$ reprezintă diferența de drum optic între undele incidente pe rețea și $\delta_2 = l \sin \alpha$ reprezintă diferența de drum optic între undele difractate sub unghiul α. Deci:

$$\delta = l (\sin i - \sin \alpha). \tag{7.4.2}$$

În cazul rețelei, fenomenul este complicat prin faptul că, în afară de difracția produsă de fiecare deschidere, se produce și o compunere a undelor luminoase care ajung în planul focal al lentilei L_2 de la fiecare fantă, adică se produce interferența mai multor fascicule. Dacă numărul total de trăsături al rețelei este N, vor interfera între ele N fascicule. Prin interferența undelor provenite de la două fante aflate la distanța l vom obține în P un maxim dacă $\delta = k\lambda$. Cînd $\delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ obținem minime.

Dacă razele difractate de două fante vecine sub un anumit unghi au între ele o diferență de drum corespunzătoare unui maxim, atunci razele difractate de toate fantele rețelei sub același unghi vor conduce la formarea unui maxim de difracție. Avînd în vedere fenomenul de interferență al celor N fascicule, putem spune că în toate direcțiile pentru care:

$$l (\sin i \pm \sin \alpha) = k\lambda \tag{7.4.3}$$

vom obține maxime de difracție.

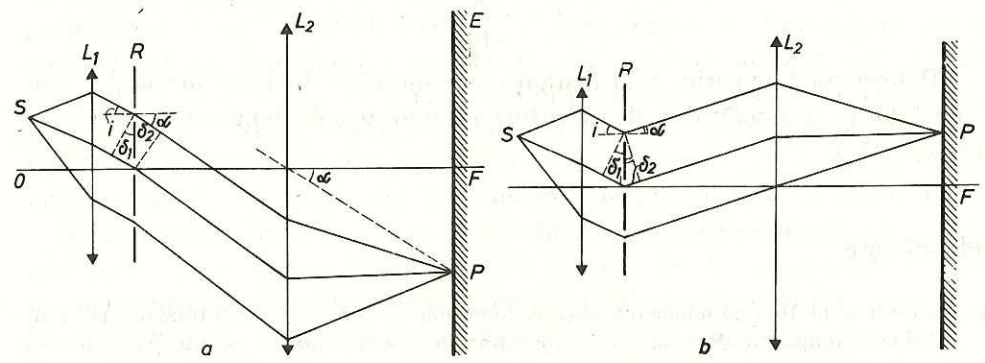


Fig. 7.23. Difracția pe rețeaua optică.

În fenomenul de difracție pe deschiderile rețelei, maximele principale nu vor avea aceeași intensitate, ci vor scădea în intensitate cu creșterea ordinului k.

Dacă iluminăm rețeaua cu lumină albă, relația (7.4.3) ne arată că pentru un k dat, diversele lungimi de undă λ vor avea maximul de intensitate sub diverse unghiuri α, astfel că pe paravanul E se va forma spectrul continuu al fasciculului incident. Prin urmare, rețeaua de difracție este unul dintre instrumentele spectrale cu care se poate analiza compoziția luminii unui izvor.

Figura de difracție va conține totdeauna o franjă centrală albă, condiționată de faptul că în dreptul acestui maxim $\delta = 0$ pentru toate lungimile de undă.

Pentru $k = 1$ se vor obține maxime de ordinul întîi, pentru $k = 2$ se vor obține maxime de ordinul doi etc. Deci spectrele de difracție de ordine diferite sînt dispuse de ambele părți ale franjei centrale, avînd liniile cu λ mai mici situate mai aproape de franja centrală.

Rețeaua de difracție este piesa principală a spectrografelor cu rețea.

7.4.4. **Determinarea lungimii de undă cu ajutorul rețelei optice.** Folosind bancul optic din trusa de fizică pentru liceu (bara divizată) pe care montăm un bec în fața căruia plasăm diverse filtre, suportul de fantă cu fante simple, lentila convergentă cu $f = +120$ mm, rețeaua de difracție și ecranul divizat, putem determina lungimile de undă emise de filtre.

În acest caz $i = 0$, iar relația (7.4.3) devine:

$$l \sin \alpha = k\lambda. \qquad (7.4.4)$$

În cazul unghiurilor de difracție mici, ținînd seamă că $\operatorname{tg} \alpha \simeq \sin \alpha$ și $n = \frac{1}{l}$, punctul P în care se va forma maximul de ordinul k se va afla la distanța:

$$x = f \operatorname{tg} \alpha \simeq f \sin \alpha \simeq fk\lambda n \qquad (7.4.5)$$

și deci:

$$\lambda = \frac{x}{kfn}.$$

Determinînd experimental distanța x, cunoscînd distanța focală f a lentilei folosite și numărul n de trăsături pe unitatea de lungime a rețelei, se calculează λ.

PROBLEME

1. Un fascicul de lumină monocromatică cade normal pe o rețea cu 200 trăsături pe mm. Care este lungimea de undă a luminii folosite, dacă unghiul de difracție, pentru maximul principal de ordinul al doilea, este 11°30′ (se dă $\sin 11°30' = 0{,}199 \simeq 0{,}2$)?

R: $\lambda = 500$ nm.

2. Un fascicul paralel de lumină monocromatică cade sub incidență normală pe o rețea cu 20 000 trăsături și a cărei porțiune striată are lungimea 4 cm. Să se determine lungimea de undă a luminii folosite, știind că fasciculele difractate, corespunzătoare celor două maxime principale de ordinul 2, formează între ele un unghi de 60°.

R: $\lambda = 500$ nm.

3. Pe o rețea plană cade perpendicular un fascicul de raze paralele cu $\lambda = 589$ nm. Să se determine numărul de trăsături pe unitatea de lungime, știind că unghiul de difracție pentru maximul de ordinul al doilea este 6°45′.

R: $n = 100 \frac{\text{trăsături}}{\text{mm}}$.

4. Să se determine lungimea de undă a unei radiații, știind că, în spectrul de difracție de ordinul 3 dat de o rețea, linia spectrală respectivă coincide cu cea pentru $\lambda_1 = 486{,}1$ nm din spectrul de ordinul al patrulea dat de aceeași rețea.

R: $\lambda = 648{,}1$ nm.

5. Cîte maxime se pot forma de fiecare parte a maximului central de difracție, atunci cînd se lucrează cu o rețea optică cu 400 trăsături/mm, la incidență normală și cu lumină avînd lungimea de undă $\lambda = 500$ nm?

R: $k = 5$.

6. Să se determine ordinul cel mai mare al spectrului de difracție pe care-l poate da o rețea cu 500 trăsături/mm, dacă lungimea de undă a luminii cu care se iluminează rețeaua este 590 nm. Să se studieze două cazuri:
a) lumina cade sub incidență normală;
b) lumina cade sub un unghi de incidență de 30°.

R: *a)* $N_{max} = 3$; *b)* $N'_{max} = 5$.

7. Pe o rețea cu constanta 0,012 mm cade normal un fascicul de lumină monocromatică. Unghiul dintre maximele de ordinul 1 și 2 este de 2°18′. Să se determine lungimea de undă a luminii care cade pe rețea.

R: $\lambda = 481{,}5$ nm.

7.5. REFLEXIA ȘI REFRACȚIA LUMINII

Realizarea unor instrumente optice, cum ar fi lunetele (în particular luneta lui Galilei — 1610), a dus la creșterea interesului pentru problema modului de propagare a luminii și a legilor ce stau la baza propagării. Prima jumătate a secolului al șaptesprezecelea marchează descoperirea acestor legi. Legea refracției care se referă la schimbarea direcției de propagare a luminii la trecerea printr-o suprafață de separare a două medii transparente este atribuită atît matematicianului olandez Wilibrord Snell (Snellius) cît și matematicianului francez René Descartes purtînd numele de legea Snell-Descartes.

O interpretare corectă a legilor care descriu propagarea luminii la suprafața de separare dintre diverse medii s-a putut da din momentul în care lumina a fost considerată o undă ce respectă principiul lui Huygens.

7.5.1. **Reflexia luminii. Legile reflexiei.** Reflexia luminii constă în întoarcerea (parțială) în mediul din care a venit a undei luminoase atunci cînd întîlnește suprafața de separare a unui mediu. Pentru a explica acest fenomen

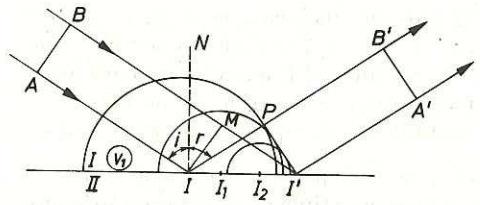


Fig. 7.24. Pentru explicarea reflexiei luminii.

să considerăm o undă luminoasă plană AB (izvorul luminos plasat la infinit) care cade pe suprafața de separație a două medii transparente sub un unghi de incidență i (fig. 7.24).

La momentul t_1, frontul undei AB atinge suprafața de separare în punctul I. Conform principiului lui Huygens, din punctul I încep să se propage unde sferice cu viteza v_1 în primul mediu. Totodată și alte puncte, aflate în dreapta punctului I fiind excitate de unda incidentă, încep să emită unde secundare. Să considerăm momentul t_2 cînd unda incidentă ajunge în punctul I'. În intervalul $t_2 - t_1 = \Delta t$ undele secundare emise de I au parcurs drumul cel mai lung. Undele emise de celelalte puncte aflate în dreapta lui I au parcurs drumuri cu atît mai mici cu cît sînt mai îndepărtate de I, iar punctul I' începe, chiar în momentul t_2, să emită unde secundare și deci sfera corespunzătoare lui are raza nulă. Pentru a determina frontul undei reflectate trebuie să construim înfășurătoarea acestor sfere.

Se observă că aceasta este reprezentată de planul $I'P$. Pentru ilustrare s-au mai figurat două unde sferice, cu centrele în I_1 și I_2.

Considerăm triunghiurile IMI' și IPI'. Aceste triunghiuri sînt egale, datorită egalității elementelor lor și anume: $IP = MI' = v_1\Delta t$, II' latură comună și $\widehat{IMI'} = \widehat{IPI'} = 90°$. Rezultă că $\widehat{MII'} = \widehat{PI'I}$. Dar $\widehat{MII'} = \hat{i}$ și $\widehat{PI'I} = \hat{r}$, ca unghiuri cu laturile perpendiculare. Deci:

$$\hat{i} = \hat{r}, \tag{7.5.1}$$

unde $\hat{r}$ este unghiul de reflexie a undei.

Legile reflexiei. Atît din experiență cît și din concluzia demonstrației de mai sus s-au putut enunța legile reflexiei:

Unda incidentă (raza incidentă), normala la suprafață în punctul de incidență și unda reflectată (raza reflectată) se găsesc în același plan.

Unghiul de reflexie $\hat{r}$ este, numeric, egal cu unghiul de incidență $\hat{i}$.

Fenomenul de reflexie se poate pune în evidență pe o suprafață perfect plană și lucioasă cînd, după reflexie, un fascicul paralel de lumină incidentă rămîne tot paralel (reflexie regulată, fig. 7.25, *a*), sau pe o suprafață cu denivelări, cînd după reflexie lumina este împrăștiată în diferite direcții (reflexie difuză, fig. 7.25, *b*). O suprafață care difuzează lumina practic în toate direcțiile se numește suprafață mată.

7.5.2. **Refracția luminii.** Am văzut că o undă luminoasă ce cade pe suprafața de separare a două medii transparente suferă fenomenul de reflexie, dar o parte din lumină trece și în cel de-al doilea mediu refractîndu-se, adică

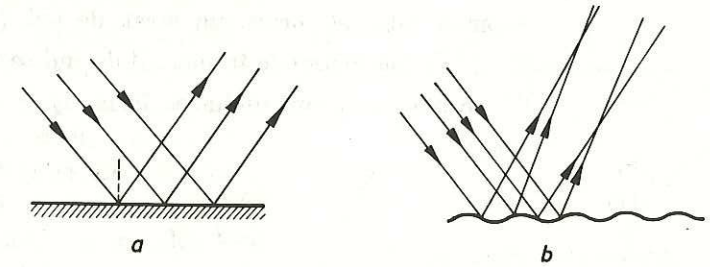


Fig. 7.25. Reflexia luminii pe suprafețe lucioase:
a) reflexie regulată; *b)* reflexie difuză.

schimbîndu-și direcția de propagare. Refracția unei unde poate fi descrisă de asemenea cu ajutorul construcției lui Huygens (fig. 7.26).

Considerăm un front de undă plan AB care se propagă în mediul I cu viteza v_1. Pe măsură ce acesta înaintează, punctele atinse de perturbație și situate la limita de separare a mediilor I și II, încep să emită unde secundare care se propagă în cel de-al doilea mediu cu viteza v_2. Noul front de undă va fi planul PI' perpendicular pe noua direcție de propagare IR. În intervalul de timp Δt, extremitatea M a frontului de undă înaintează pe distanța $MI' = v_1\Delta t$, în timp ce unda secundară cu centrul în punctul I, atins la începutul intervalului de timp considerat, ajunge la distanța $IP = v_2\Delta t$. Din triunghiurile dreptunghice IMI' și IPI' rezultă:

$$MI' = II' \sin i; \quad PI = II' \sin r.$$

De unde:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21} \tag{7.5.2}$$

în care i și r sînt unghiurile de incidență și, respectiv, de refracție.

Relația (7.5.2) poartă numele de legea refracției.

Mărimea n_{21} se numește *indice de refracție relativ* al mediului al doilea față de primul. Primul mediu este totdeauna cel în care se află raza incidentă, iar al doilea mediu, cel în care se propagă raza refractată.

Indicele de refracție al oricărui mediu față de vid se numește *indice de refracție absolut* al mediului dat (numit simplu indice de refracție). El va reprezenta deci raportul dintre sinusul unghiului de incidență în vid și sinusul unghiului de refracție în acel mediu. Cu această convenție, evident, indicele de refracție absolut al vidului este egal cu unitatea.

Să presupunem că avem două medii cu indicii de refracție absoluți n_1 și n_2, cu $n_2 > n_1$,

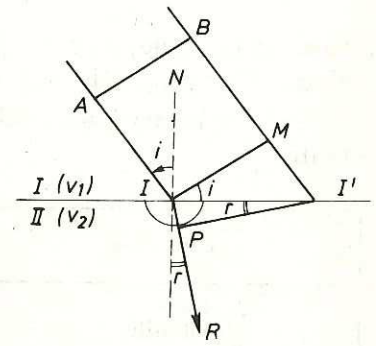


Fig. 7.26. Pentru explicarea refracției luminii.

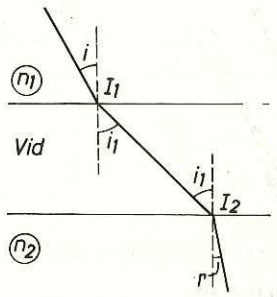


Fig. 7.27. Indice de refracție absolut și indice de refracție relativ.

separate între ele printr-un strat de vid (fig. 7.27). Dacă lumina pătrunde în mediul de indice de refracție absolut n_1 propagîndu-se de la I_2 la I_1 putem scrie:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i} = n_1. \qquad (7.5.3)$$

În cazul în care lumina pătrunde în mediul de indice de refracție n_2 propagîndu-se de la I_1 la I_2 avem

$$\frac{\sin i_1}{\sin r} = n_2. \qquad (7.5.4)$$

Considerînd că stratul de vid ar fi din ce în ce mai subțire, la limită, I_2 se confundă cu I_1 și refracția apare la suprafața de separare a două medii, cînd legea de refracție se scrie conform relației (7.5.2). Pe de altă parte, împărțind relațiile (7.5.4) și (7.5.3) avem:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1} \qquad (7.5.5)$$

și comparînd cu (7.5.2) se deduce ușor că $n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$, adică indicele de refracție relativ a două medii este egal cu raportul indicilor de refracție absoluți ai acestor medii.

Legea refracției la suprafața de separare dintre cele două medii transparente se poate scrie sub forma simetrică:

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r. \qquad (7.5.6)$$

Dacă, de exemplu, $n_2 > n_1$, spunem că mediul al doilea (în care se află raza refractată) este „optic mai dens" decît primul.

Prezentăm mai jos un tabel cu indicii de refracție absoluți ai unor substanțe:

Denumirea	t°C	n pentru $\lambda = 589{,}3$ nm
Acetonă	20	1,359
Alcool etilic	17,5	1,362
Apă	20	1,333
Balsam de Canada	20	1,53
Sticlă		1,5

Indicele de refracție depinde de frecvența radiației folosite. Aceasta înseamnă că una și aceeași substanță, în aceleași condiții, va avea indici de refracție diferiți pentru radiații cu lungimi de undă diferite, cum va rezulta din 7.6.2 și 7.6.6.

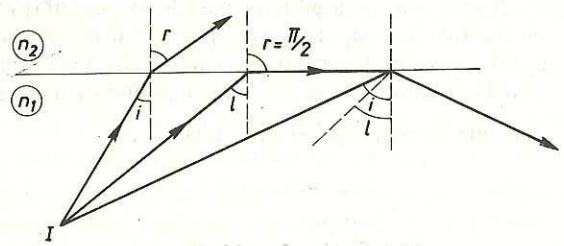


Fig. 7.28. Reflexia totală.

7.5.3. **Reflexia totală.** Așa cum am văzut, reflexia este totdeauna însoțită de refracție, *chiar și în cazul corpurilor opace cînd lumina refractată este absorbită.*

Dacă lumina trece dintr-un mediu optic mai dens într-altul mai puțin dens ($n_2 < n_1$), din legea refracției rezultă $\sin r > \sin i$. În acest caz, pentru o anumită valoare a unghiului de incidență $i = l$, unghiul de refracție poate atinge valoarea $r = \pi/2$. Pentru unghiurile de incidență mai mari decît l, raza refractată nu mai trece în cel de-al doilea mediu, avem fenomenul de reflexie totală (fig. 7.28).

Unghiul minim de incidență l de la care se întîmplă acest fenomen se numește *unghi limită* și valoarea sa se obține din relația (7.5.6) în care $r = \frac{\pi}{2}$, adică:

$$\sin l = \frac{n_2}{n_1}. \qquad (7.5.7)$$

Unghiul limită are deci o valoare bine determinată pentru o pereche de substanțe transparente adiacente, el depinzînd numai de indicii de refracție ai celor două substanțe.

PROBLEME

1. O rază de lumină care se propagă pe o direcție orizontală cade pe un ecran așezat vertical. Dacă pe direcția razei de lumină se pune o oglindă, spațiul luminos de pe ecran se deplasează cu 3,5 cm. Să se determine unghiul de incidență pe oglindă dacă distanța de la oglindă la ecran este de 50 cm.

   R: $i = 88°$.

2. O rază de lumină trece din sticlă în apă. Unghiul de incidență al razei de lumină, care cade pe suprafața de separare sticlă-apă, este de 30°. Să se determine unghiul de refracție. Pentru ce unghi minim de incidență are loc reflexia totală $\left(n_{st} = 1{,}5;\ n_{apă} = \frac{4}{3}\right)$?

   R: $r = 34°14'$; $l = 62°43'$.

8. Pe fundul unui vas plin cu apă, de 10 cm înălțime, este așezată o sursă punctiformă de lumină. Pe suprafața apei plutește o placă circulară opacă astfel încît centrul său se află deasupra izvorului. Să se determine raza minimă pe care trebuie să o aibă această placă opacă, pentru ca nici o rază de lumină de la sursă să nu poată ieși din apă în aer. Indicele de refracție al apei este $\frac{4}{3}$.

R: $r_{min} \simeq 11{,}3$ cm.

7.6. DISPERSIA LUMINII

7.6.1. **Indicele de refracție în teoria electromagnetică a luminii.** Cum am văzut, unda luminoasă este o undă electromagnetică, adică o undă reprezentată de doi vectori, $\vec{E}$ (intensitatea cîmpului electric) și $\vec{B}$ (inducția magnetică), vectori care, în timp ce oscilează după două direcții perpendiculare între ele, se și propagă în spațiu după o direcție normală la planul ce conține acești doi vectori. Efectele luminoase sînt produse de vectorul electric al undei. După cum știți, în vid viteza de propagare a undei electromagnetice este constantă (nu depinde de frecvența sau lungimea de undă a radiației) și poate fi calculată, conform teoriei electromagnetice, din relația:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}. \tag{7.6.1}$$

Într-un mediu oarecare, caracterizat prin constantele ε_r și μ_r (permitivitatea relativă și permeabilitatea relativă), viteza undelor electromagnetice prevăzută de teoria lui Maxwell este dată de expresia:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}}. \tag{7.6.2}$$

Postulînd indicele de refracție al unui mediu străbătut de undele electromagnetice, ca raportul dintre viteza undelor în vid și viteza lor în acel mediu,

$$n = \frac{c}{v}. \tag{7.6.3}$$

găsim imediat:

$$n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}. \tag{7.6.4}$$

Această relație, care exprimă o legătură între refracția radiației electromagnetice printr-un mediu dat (caracterizată prin n) și proprietățile electrice și magnetice (caracterizate prin ε_r și μ_r) ale mediului respectiv este valabilă îndeosebi pentru radiații de lungime de undă mare. Constantele ε_r și μ_r sînt cunoscute din măsurători efectuate în cîmpuri electrice și magnetice statice (constante în timp), adică în cadrul electrostaticii și magnetostaticii obișnuite.

7.6.2. **Dispersia undelor electromagnetice.** La frecvențe mari (sau lungimi de undă scurte) ale radiațiilor electromagnetice, experiența nu mai verifică deducerile teoretice anterioare. De exemplu, în cazul radiațiilor vizibile (cu

lungimile de undă λ cuprinse aproximativ între 400 nm și 760 nm) care trec prin apă, indicele de refracție determinat experimental din legea refracției are valoarea aproximativă $n = 1{,}3$. Cum pentru apă $\varepsilon_r \simeq 81$, iar $\mu_r \simeq 1$, relația de mai sus dă valoarea $n \simeq \sqrt{81} = 9$, cu mult diferită de cea obținută experimental. Cauza acestei neconcordanțe constă în faptul că ε_r și μ_r folosite în formulă sînt obținute în cîmpuri electrice și magnetice statice. În cîmpuri electrice alternative, în vid, aceste două mărimi nu depind de frecvență; în alte medii materiale ele depind de frecvență cu atît mai puternic cu cît frecvențele sînt mai mari. Rezultă că și indicele de refracție n are valori diferite pentru diferite frecvențe (sau lungimi de undă).

Fenomenul de variație a indicelui de refracție cu lungimea de undă se numește dispersie.

Vidul este un mediu „nedispersiv"; prin el toate undele electromagnetice se propagă cu aceeași viteză, indiferent de lungimea lor de undă. Celelalte medii materiale sînt medii „dispersive". Toate mediile transparente pentru radiațiile vizibile (apa, sticla, cuarțul etc.) prezintă fenomenul de dispersie. În general, în mediile optice obișnuite indicele de refracție crește cu scăderea lungimii de undă. Cu alte cuvinte razele violete vor fi refractate mai puternic decît cele galbene, iar acestea, mai puternic decît cele roșii (dispersie normală). Există însă și cazuri în care indicele de refracție scade cu scăderea lungimii de undă (dispersie anomală).

Un dispozitiv simplu cu care se poate obține dispersia luminii este prisma optică. Mai jos vom stabili proprietățile prismei, folosind mai întîi o radiație monocromatică, apoi vom analiza fenomenul de dispersie atunci cînd se folosește un fascicul de lumină albă.

7.6.3. **Prisma optică. Refracția în prismă.** Prisma optică este un mediu transparent mărginit de două fețe plane (doi dioptri plani), care fac între ele un unghi diedru (fig. 7.29). Dreapta după care se intersectează aceste plane se numește *muchia prismei* iar unghiul dintre fețe se numește unghi refringent sau, simplu, unghiul prismei. Orice plan perpendicular pe muchia prismei determină în prismă o secțiune principală.

În cele ce urmează, vom urmări refracția unei raze luminoase monocromatice într-o astfel de secțiune principală (fig. 7.30):

Fie A unghiul refringent al prismei și n indicele de refracție relativ al materialului din care este construită prisma (de obicei din sticlă), în raport cu mediul înconjurător (de obicei aerul). O rază de lumină monocromatică SI incidentă pe fața AB a prismei se refractă în punctul I, apropiindu-se de normală, conform legii refracției:

$$\sin i = n \sin r. \tag{7.6.5}$$

Întîlnind fața AC a prismei, raza de lumină suferă o a doua refracție în punctul de emergență I', depărtîndu-se de normală după legea

$$n \sin r' = \sin i'. \tag{7.6.6}$$

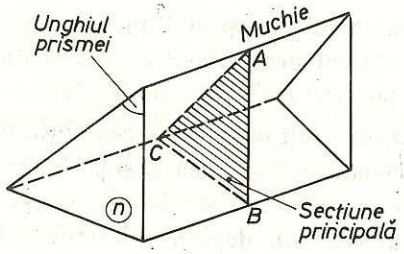


Fig. 7.29. Prismă optică.

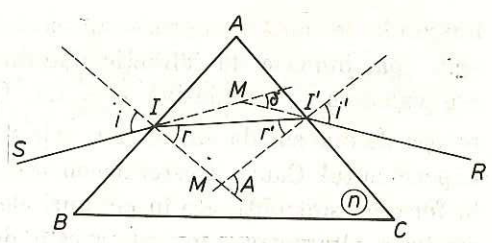


Fig. 7.30. Refracția în prisma optică.

Unghiul dintre direcția SI a razei incidente și direcția $I'R$ a razei emergente se numește *unghi de deviație* δ.

Din figura 7.30 se vede că unghiul δ are valoarea:

$$\delta = i + i' - (r + r') = i + i' - A. \tag{7.6.7}$$

Relațiile de mai sus permit calcularea unghiului de emergență i' cînd se cunoaște unghiul de incidență, unghiul prismei și indicele de refracție al acesteia.

Condiția de emergență. Să stabilim condiția ca o rază de lumină care pătrunde în prismă să poată ieși prin fața AC. Pentru a fi îndeplinită această cerință, trebuie să nu se producă reflexie totală pe fața AC, cînd lumina trece din sticlă în mediul exterior, adică:

$$r' \leqslant l, \tag{7.6.8}$$

unde l este unghiul limită. Deoarece $A = r + r'$, rezultă din (7.6.8) că $r \geqslant A - l$, sau

$$\sin r \geqslant \sin (A - l).$$

Ținînd seama de legea refracției în I, $\sin i = n \sin r$, ultima inegalitate poate fi scrisă sub forma:

$$\frac{\sin i}{n} \geqslant \sin (A - l). \tag{7.6.9}$$

Unghiul maxim de incidență este $i_{max} = \pi/2$, de aceea putem scrie:

$$\frac{1}{n} \geqslant \sin (A - l). \tag{7.6.10}$$

Dar, cum $1/n = \sin l$, avem:

$$\sin l \geqslant \sin (A - l) \text{ sau } A \leqslant 2l. \tag{7.6.11}$$

Conform relației (7.6.11), dacă o prismă este confecționată dintr-un material transparent cu indicele de refracție n (deci cu $l = \arcsin 1/n$), atunci orice rază incidentă pe prismă poate ieși din ea, indiferent de unghiul de incidență, dacă unghiul ei refringent, A, îndeplinește condiția $A \leqslant 2 \arcsin 1/n$. Dacă prisma are $A > 2 \arcsin 1/n$, toate razele intrate în prismă se vor reflecta total pe fața AC. De exemplu, pentru sticla de crown, unghiul limită

pentru radiația galbenă a sodiului este $l = 40°50'$. Pentru ca această radiație să poată ieși din acest material, indiferent de unghiul de incidență, prisma optică trebuie să aibă $A \leqslant 81°40'$.

7.6.4. **Deviația minimă.** Din relația 7.6.7 se vede că unghiul de deviație variază cu unghiul de incidență. Se constată experimental că atunci cînd unghiul de incidență variază în mod continuu, unghiul de deviație variază și el, luînd totdeauna valori mai mari decît o anumită valoare minimă δ_m. Această valoare minimă se realizează în cazul mersului simetric al razelor prin prismă, adică în cazul în care $i = i'$ și $r = r'$ și deci:

$$\delta_m = 2i - A. \tag{7.6.12}$$

Introducînd i din (7.6.12) în legea refracției (7.6.5) se obține pentru indicele de refracție al prismei expresia:

$$n = \frac{\sin \dfrac{A + \delta_m}{2}}{\sin \dfrac{A}{2}}. \tag{7.6.13}$$

Măsurînd unghiul de deviație minimă δ_m al unei prisme și introducîndu-l în expresia (7.6.13), se poate determina indicele de refracție al materialului din care este confecționată prisma respectivă.

7.6.5. **Prisma cu reflexie totală** este o prismă a cărei secțiune principală este un triunghi dreptunghic isoscel. Dacă pe fața AB a unei astfel de prisme (fig. 7.31, *a*) cade normal o rază de lumină monocromatică, ea trece prin prismă și ajunge la fața AC sub un unghi de incidență de 45°, deci superior unghiului limită (care în cazul sticlei optice este de 42°), reflectîndu-se total după direcția MR. Prin urmare, fața AC a prismei se comportă ca o oglindă plană așezată la 45° față de raza incidentă.

O astfel de prismă cu reflexie totală deviază raza incidentă cu 90° (fig. 7.31, *a*). Ea este utilă la construcția periscoapelor.

Atunci cînd raza incidentă cade normal pe ipotenuza AC, ea este deviată cu 180°. Imaginea unui obiect privit printr-o astfel de prismă este răsturnată (fig. 7.31, *b*). O astfel de dispunere a prismei cu reflexie totală se folosește la binoclu.

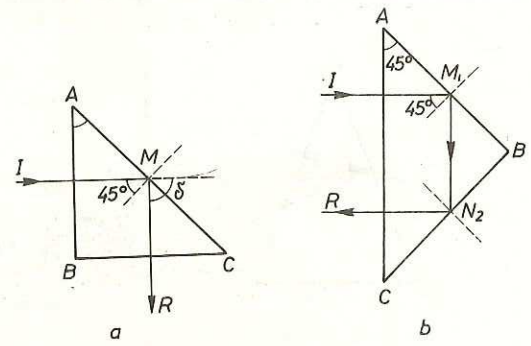


Fig. 7.31. Prisme cu reflexie totală.

7.6.6. **Dispersia luminii prin prismă** a fost studiată prima dată de către Newton (1672). Trimițînd un fascicul de lumină albă provenită de la un izvor liniar (fantă dreptunghiulară) paralel

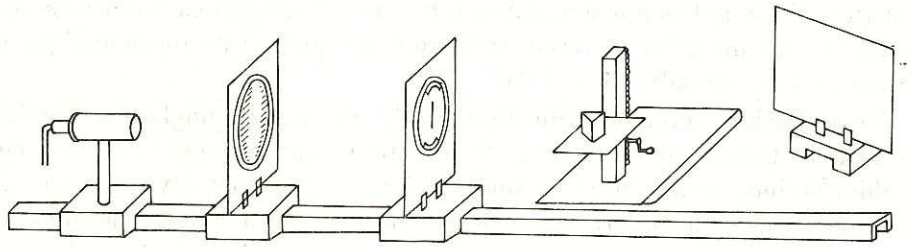


Fig. 7.32. Dispozitiv experimental pentru studiul dispersiei luminii.

cu muchia prismei și proiectînd imaginea fantei pe un ecran observăm nu numai o deviere a imaginii (refracția în prismă) ci, din cauza dependenței unghiului de refracție de lungimea de undă $n = f(x)$, obținem imaginea fantei sub forma unei fîșii colorate (spectru) (vezi planșa de la sfîrșitul manualului).

Putem obține fenomenul experimental, în laborator, cu ajutorul trusei pentru liceu — modelul cu piese optice (fig. 7.32).

Comparînd spectrele obținute cu ajutorul prismelor cu unghiuri refringente egale, însă confecționate din materiale diferite, putem observa că spectrele sînt, pe de o parte, deviate cu unghiuri diferite, fapt determinat de diversele valori ale lui n pentru același λ, iar pe de altă parte se întind pe o lungime mai mare sau mai mică, datorită deosebirilor care există între dispersiile diverselor substanțe. Astfel, comparînd prisme de același unghi A umplute cu apă sau cu sulfură de carbon, vedem că, în cel de-al doilea caz, spectrul (între radiațiile roșii și cele violete) este de 3—6 ori mai lat decît în primul caz.

Măsurînd indicele de refracție pentru diverse lungimi de undă, putem studia dispersia materialului din care este confecționată prisma, adică $n = f(\lambda)$ (fig. 7.33).

În general se obține o creștere a indicelui de refracție cu micșorarea lungimii de undă (dispersie normală).

Există substanțe la care dispersia se abate de la această regulă, cum ar fi cazul prismelor umplute cu vapori de iod, cu fuxină sau cianină, la care s-a

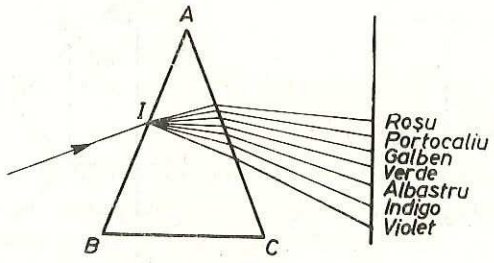


Fig. 7.33. Dispersia luminii prin prisma optică.

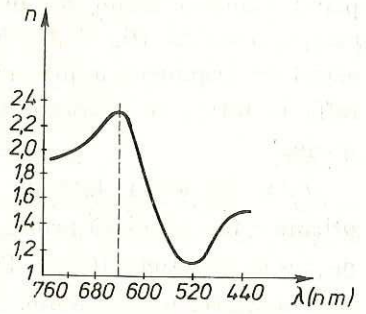


Fig. 7.34. Variația indicelui de refracție la cianină în regiunea benzii de absorbție

observat că radiațiile albastre sînt refractate mai puțin decît cele roșii (fig. 7.34). Fenomenul observat a fost denumit de către Le Roux — *dispersie anomală* și a fost sistematic studiat de Kundt care a stabilit o lege importantă, conform căreia fenomenul de dispersie anomală este strîns legat de absorbția luminii în materialul prismei; toate corpurile care dău o dispersie anomală într-un anumit domeniu de lungimi de undă (frecvențe) absorb puternic lumina în acest domeniu.

7.7. ABSORBȚIA LUMINII

Trecerea unei unde luminoase prin substanță duce la apariția oscilațiilor electronilor atomici, adică a dipolilor elementari sub acțiunea cîmpului electromagnetic al undei și este însoțită de o pierdere a energiei acestei unde, cheltuită pentru exercitarea oscilațiilor electronice. În parte, această energie este restituită sub forma radiației emise de dipoli, în parte însă ea poate trece și în alte forme de energie.

O absorbție foarte interesantă o prezintă vaporii majorității metalelor, la presiune redusă. Aceștia se prezintă ca un sistem de atomi, situați la distanțe apreciabile unul față de celălalt, adică practic izolați unii de alții. Absorbția luminii în astfel de vapori este foarte redusă și numai pentru anumite regiuni spectrale foarte înguste (avînd o lățime de cîteva miimi de nm) ea prezintă niște maxime foarte pronunțate. Astfel, în cazul vaporilor de sodiu, absorbția caracterizată prin coeficientul de absorbție k arată ca în figura 7.35 (maximele de absorbție fiind foarte înguste, reprezentarea nu este la scară).

Regiunile de absorbție pronunțată ale atomilor corespund *frecvențelor proprii de rezonanță* ale dipolilor elementari din atom.

În cazul gazelor moleculare se observă, de asemenea, *frecvențe proprii* corespunzătoare oscilațiilor atomilor în interiorul moleculei. Deoarece masele atomilor sînt de zeci de mii de ori mai mari decît masele electronilor, aceste frecvențe moleculare proprii sînt plasate în regiunea infraroșie a spectrului.

Legea generală, care descrie fenomenul de absorbție a fost găsită experimental și fundamentată teoretic de către Bouguer (1729).

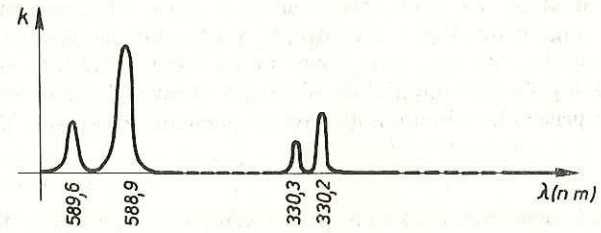


Fig. 7.35. Reprezentarea schematică a cîtorva dubleți de absorbție în vaporii de sodiu.

Astfel, dacă pe suprafaţa unui corp cade un fascicul paralel de raze (o undă plană) a cărui intensitate este I_0, atunci procesele descrise trebuie să ducă la micşorarea intensităţii pe măsură ce unda pătrunde în corp. Într-adevăr, experienţa arată că intensitatea I a unei unde plane suferă o micşorare după legea:

$$I = I_0 e^{-kd} \qquad (7.7.1)$$

unde d este grosimea stratului de substanţă străbătută de lumină iar k este coeficientul de absorbţie care, în general, depinde de lungimea de undă. Astfel, sticla este transparentă şi practic incoloră în vizibil, căci absoarbe foarte puţin din radiaţiile vizibile. În schimb, ea este foarte absorbantă pentru undele ultraviolete. Sticlele colorate, de exemplu cele roşii, apar ca atare deoarece din lumina albă absorb mult radiaţiile verzi şi albastre şi lasă să treacă pe cele roşii.

Pe baza absorbţiei selective a luminii sînt construite unele dintre filtrele optice.

Coeficientul de absorbţie, k, este proporţional cu numărul de molecule absorbante întîlnite pe unitatea de drum străbătut de unda luminoasă, sau, mai general, cu numărul moleculelor absorbante din unitatea de volum. El este deci proporţional cu concentraţia c şi poate fi exprimat prin relaţia $k = Ac$, unde A este o constantă care depinde de natura substanţelor absorbante.

Această observaţie experimentală a condus la dezvoltarea metodei de analiză a concentraţiei unor substanţe folosind absorbţia luminii, metodă mult mai sensibilă şi mai rapidă decît metoda chimică. Aparatele cu ajutorul cărora se efectuează astfel de analize sînt colorimetrele şi spectrofotometrele.

PROBLEME

1. O prismă are secţiunea principală în formă de triunghi dreptunghic ABC cu unghiul $A = 90°$ şi $B = 40°$. Să se analizeze dacă raza de lumină monocromatică care cade normal pe faţa AB suferă pe BC reflexie totală sau refracţie. Indicele de refracţie al substanţei prismei faţă de aer este $n = 1{,}6$.

R. $l = 38°40'$, deci raza se reflectă total.

2. Fie două prisme identice cu $n = \sqrt{2}$ şi ale căror secţiuni sînt triunghiurile dreptunghice ABC şi $A'B'C'$; unghiurile A şi A' sînt drepte, iar unghiurile B şi B' sînt de 30°. Se lipesc prismele astfel ca să formeze o prismă unică avînd unghiul la vîrf de 60° (după laturile AB şi $A'B'$). Se cere unghiul de incidenţă al razelor monocromatice care traversează această prismă la minimum de deviaţie, precum şi valoarea unghiului de deviaţie minimă.

R: $i = 45°$; $\delta_m = 30°$.

3. O rază de lumină monocromatică cade pe o prismă de crown, ($n = 1{,}5$) sub unghiul de incidenţă de 22°. Sub ce unghi iese din prismă, dacă unghiul prismei este $A = 41°$? Care este valoarea unghiului de deviaţie?

R: $i' = 42°7'$; $\delta = 23°7'$.

4. O rază de lumină monocromatică cade pe faţa AB a unei prisme de sticlă cu indicele de refracţie $n = \frac{3}{2}$ sub un unghi de incidenţă de 30°. Să se calculeze unghiul refringent al prismei, A, astfel ca raza emergentă să fie perpendiculară pe faţa AB.

R: $A = 50°40'$.

5. O prismă cu unghiul de refringenţă de 50° dă un unghi de deviaţie minimă de 35°. Care va fi unghiul de deviaţie minimă, dacă prisma se cufundă în apă ($n_{apă} = 1{,}33$)?

R: $\delta'_m \approx 11°$.

6. Secţiunea principală a unei prisme este un triunghi echilateral ABC. Pe faţa AB cade o rază de lumină monocromatică SI care corespunde deviaţiei minime.
   a) Dacă unghiul de deviaţie minimă este de 60°, să se afle valoarea unghiului de incidenţă al razei SI şi indicele de refracţie al prismei.
   b) Se argintează faţa AC şi se aşază pe latura BC o altă prismă a cărei secţiune este un triunghi isoscel BCD cu unghiul $D = 90°$ şi al cărei indice de refracţie $n_2 = \sqrt{\frac{3}{2}}$. Cum va ieşi raza de lumină din sistemul de prisme astfel construit?
   c) Ce valoare ar trebui să aibă indicele de refracţie relativ al prismei BCD, ca să producă reflexia totală pe faţa BC, pentru raza considerată?

R: *a)* $i = 60°$; $n_1 = \sqrt{3}$; *b)* raza iese perpendicular pe faţa BD; *c)* $n'_2 = \frac{\sqrt{3}}{2}$.

7. O lamă cu grosimea de 3,8 mm se aşază perpendicular pe un fascicul de lumină monocromatică.
   Se constată că ea lasă să treacă un flux luminos de intensitate $I = 0{,}84\, I_0$. Să se determine coeficientul de absorbţie al materialului.

R: $k = 0{,}46$ cm^{-1}.

7.8. POLARIZAREA LUMINII

7.8.1. **Polarizarea prin reflexie. Transversalitatea undei luminoase.** Fenomenele studiate anterior ca interferenţa şi difracţia pot fi explicate fără a fi necesar să ştim dacă unda luminoasă este longitudinală sau transversală.

În unda longitudinală, aşa cum se ştie din studiul undelor mecanice, vibraţiile au loc în lungul direcţiei de propagare a undei uu' şi proprietăţile ei faţă de orice plan AB (fig. 7.36, *a*) dus prin direcţia de propagare sînt aceleaşi.

Dimpotrivă, în unda transversală care se propagă în direcţia uu' (fig. 7.36, *b*), toate punctele mediului execută oscilaţii într-un anumit plan AB. Deci, unda transversală are proprietăţi diferite, faţă de diferitele plane ce conţin direcţia ei de propagare.

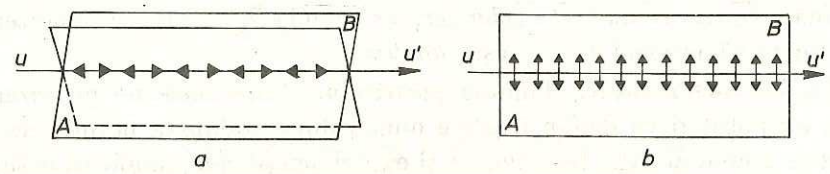


Fig. 7.36. Schema vibraţiilor: *a)* în unda longitudinală; *b)* în unda transversală.

Cum putem afla dacă lumina este o undă transversală sau longitudinală?

În acest scop vom face următoarea experiență. Trimitem asupra unei oglinzi dielectrice din sticlă neagră lustruită O, un fascicul de raze paralele IP (fig. 7.37) sub un unghi de incidență $i_B = 57°$. Fasciculul reflectat PP_1 cade apoi pe o oglindă identică cu prima, sub același unghi de incidență și apoi se reflectă. Să urmărim pata de lumină lăsată de fasciculul P_1R pe un ecran.

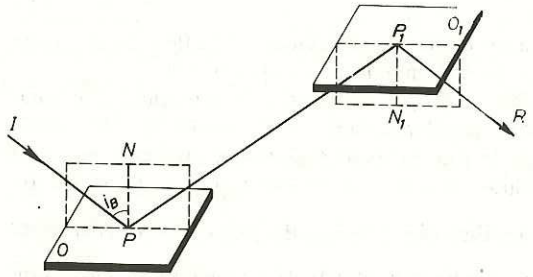


Fig. 7.37. Polarizarea luminii prin reflexie.

Rotind oglinda O_1 în jurul direcției PP_1 (fig. 7.37), unghiul de incidență rămîne constant, se modifică numai poziția planului de incidență al oglinzii O_1 față de planul de incidență pe oglinda O. Experiența arată că intensitatea razei P_1R depinde de poziția relativă a planelor de incidență, prezentînd întăriri și slăbiri alternative.

Intensitatea fasciculului este maximă cînd unghiul între planele de incidență pe cele două oglinzi ia valorile 0° și 180°.

Dacă cele două plane sînt perpendiculare, fasciculul reflectat de O_1 se anulează.

Vibrațiile luminoase nu pot avea componente în lungul direcției de propagare, deoarece într-uh asemenea caz, nu am putea obține anularea completă a intensității fasciculului. Rezultă deci, că vibrația luminoasă a fasciculului PP_1 are loc numai în planul perpendicular pe direcția de propagare. Acest fenomen dovedește caracterul transversal al undei luminoase. Faptul că se obțin raze reflectate P_1R numai pentru anumite orientări ale oglinzii O_1, arată existența în unda transversală a unor vibrații care se execută într-un anumit plan. O astfel de undă care posedă direcții privilegiate de vibrație se numește *undă polarizată*, iar fenomenul prin care se produc astfel de unde se numește *polarizare*.

Prin urmare, raza PP_1 a suferit fenomenul de polarizare în urma reflexiei razei IP pe oglinda O. Oglinda O, care face ca fasciculul de lumină incidentă să devină polarizat se numește *polarizor*, iar oglinda O_1 cu care se „analizează" acest din urmă fascicul se numește *analizor*.

7.8.2. **Lumină naturală. Lumină polarizată.** Fenomenele de polarizare a luminii au putut fi pe deplin înțelese numai după stabilirea naturii electromagnetice a luminii. Atît teoretic, cît și experimental, s-a stabilit că acțiunea luminii se datorește oscilațiilor vectorului cîmp electric $\vec{E}$.

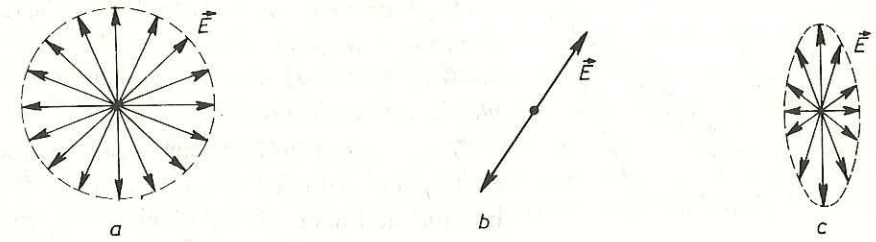


Fig. 7.38. *a)* Lumină naturală; *b)* lumină total polarizată; *c)* lumină parțial polarizată.

Lumina în care vectorul cîmp electric $\vec{E}$ vibrează haotic în toate direcțiile posibile într-un plan perpendicular pe direcția de propagare se numește *lumină naturală* (fig. 7.38, *a*) iar lumina în care vectorul $\vec{E}$ are o singură direcție de oscilație se numește *lumină total polarizată* sau liniar polarizată (fig. 7.38, *b*). Vom numi lumină *parțial polarizată*, lumina care se caracterizează prin aceea că una din direcțiile de vibrație este predominantă, dar nu este unică. Lumina parțial polarizată poate fi considerată ca un amestec de lumină naturală și lumină total polarizată (fig. 7.38, *c*).

În experiența descrisă în paragraful 7.8.1, pentru un anumit unghi de incidență și anume, 57°, raza PP_1 este total polarizată, vectorul cîmp electric avînd o direcție unică de oscilație. Pentru a stabili care este această direcție s-au realizat experiențe de unde staționare în lumină polarizată. Un fascicul de lumină monocromatică total polarizată IP și $I'P'$ (fig. 7.39) cade pe o oglindă dielectrică sub unghiul de incidență de 45°. Să presupunem că vibrația luminoasă se produce într-un plan perpendicular pe planul de incidență (fig. 7.39, *a*). Din motive de simetrie, direcția de vibrație nu se va schimba în unda reflectată ($\vec{u} \| \vec{u}'$). Vibrațiile paralele $\vec{u}$ și $\vec{u}'$ vor interfera, producînd un sistem de unde staționare cu ventre și noduri care s-au observat experimental. Dacă vibrația s-ar produce în planul de incidență (fig. 7.39, *b*), se vede ușor că vectorii $\vec{u}$ și $\vec{u}'$ ar fi reciproc perpendiculari și nu ar putea da naștere prin interferență la unde staționare.

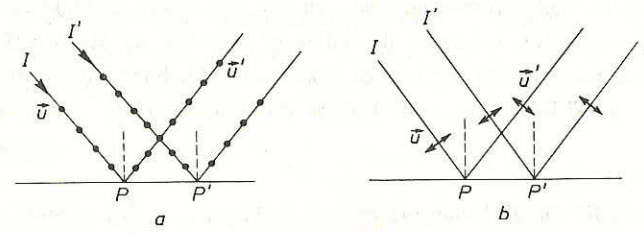


Fig. 7.39. Unda incidentă și unda reflectată în lumină total polarizată: *a)* vibrația este perpendiculară pe planul de incidență; *b)* vibrația se produce în planul de incidență.

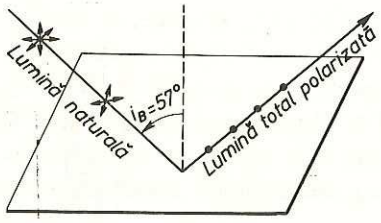


Fig. 7.40. Lumină total polarizată.

Prin urmare: *în lumina total polarizată, obținută prin reflexie, oscilațiile vectorului luminos (electric) au loc perpendicular pe planul de incidență.*

7.8.3. **Legea lui Brewster.** Dacă în experiența cu cele două oglinzi (fig. 7.37) variem unghiul de incidență i al razei IP pe oglinda O, constatăm că radiația reflectată PP_1 la rotirea oglinzii polarizoare trece prin maxime și minime de intensitate, minime care în general sînt nenule. În acest caz avem lumină parțial polarizată. Există un anumit unghi de incidență pentru care lumina reflectată PP_1 este total polarizată, ea prezentînd, la aceeași analiză, maxime și minime de intensitate nule.

Acest unghi poartă numele de *unghiul lui Brewster* — și depinde de indicele de refracție relativ n al mediului pe care se produce reflexia, după legea:

$$\operatorname{tg} i_B = \frac{n_2}{n_1}. \tag{7.8.1}$$

Legea (7.8.1) a fost stabilită experimental de Brewster al cărui nume îl poartă și prezintă o importanță deosebită pentru determinarea indicilor de refracție. În cazul reflexiei aer-sticlă, acest unghi are valoarea $i_B = 57°$ (fig. 7.40), ceea ce justifică motivul pentru care a fost ales astfel în prima experiență.

PROBLEME

1. Să se calculeze unghiul de polarizare totală (unghiul Brewster) pentru lumina reflectată de o sticlă de flint greu, cu indicele de refracție $n = 1.9$ (pentru radiația $\lambda = 589{,}3$ nm).

   R: $i_B = 62°14'30''$.

2. Un fascicul de lumină naturală cade pe fața polizată a unei plăci de sticlă cu $n = 1{,}5$, care este cufundată într-un lichid de indice de refracție n_1. Raza reflectată de placă este deviată cu un unghi de 97° față de raza incidentă. Să se determine care este indicele de refracție al lichidului, dacă lumina reflectată este total polarizată.

   R: $n_1 = 1{,}33$ (apa).

3. Cum trebuie să fie unghiul unei prisme de sticlă cu $n = \frac{3}{2}$, pentru ca unghiul de intrare și de ieșire al razelor din prismă să fie unghiul de polarizare totală? Care este unghiul de deviație min pentru un astfel de unghi refringent al prismei?

   R: $A = 66°40'$; $\delta_m = 46°40'$.

7.9. OPTICA GEOMETRICĂ

Din analiza fenomenelor de interferență și difracție s-a constatat că lumina se propagă conform legilor teoriei ondulatorii (lumina-undă electromagnetică). Există un număr mare de probleme, avînd o mare importanță practică, cum ar fi tehnica iluminatului și formarea imaginilor în instrumente optice, a căror rezolvare poate fi obținută pe o cale mult mai simplă, folosind noțiunile din optica geometrică.

Optica geometrică folosește noțiunea de rază de lumină definită ca direcția de-a lungul căreia se propagă lumina. Într-un mediu omogen și izotrop lumina se propagă în linie dreaptă.

Un grup de raze de lumină formează un fascicul de lumină. Dacă razele unui fascicul sînt concurente într-un punct, fasciculul se numește omocentric, izogen sau conic. Un fascicul este divergent (fig. 7.41, *a*) dacă razele sale pleacă din vîrful conului, convergent (fig. 7.41, *b*) dacă ele se îndreaptă spre vîrful conului și paralel sau cilindric (fig. 7.41, *c*) dacă razele sale sînt paralele.

Cînd un fascicul luminos poate fi împărțit în fascicule izolate de lumină, se constată că acțiunile acestor fascicule sînt independente, adică efectul produs de un fascicul este același, indiferent dacă celelalte fascicule își exercită simultan acțiunea lor, sau sînt eliminate — *principiul independenței fasciculelor de lumină.*

Experimental se mai constată că drumul unei raze de lumină nu depinde de sensul ei de propagare — *principiul reversibilității drumului razelor de lumină.*

7.9.1. **Aproximația gaussiană.** Optica geometrică stă la baza construirii aparatelor optice care dau posibilitatea de a obține imagini mărite ale obiectelor și deci de a distinge în aceste imagini detalii care nu sînt accesibile ochiului.

Conform celor spuse anterior, *orice* punct al unui obiect luminos poate fi considerat ca vîrful unui fascicul divergent. Toate punctele obiectului vor trimite deci în instrumentul optic o mulțime de fascicule cu ajutorul cărora se va forma imaginea. Pentru ca imaginea să fie perfect asemănătoare obiectului, trebuie ca fiecărui punct al obiectului să-i corespundă un singur punct în imagine. Dar pentru formarea imaginii unui punct este necesar ca orice fascicul conic să rămînă conic și după trecerea sa prin sistemul optic. În felul acesta se obțin imagini clare, stigmatice (stigma = punct).

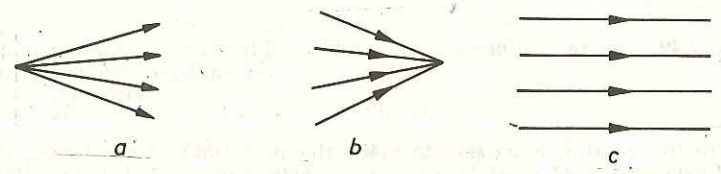


Fig. 7.41. *a)* Fascicul divergent; *b)* fascicul convergent; *c)* fascicul paralel.

În practică, însă, este dificil să se realizeze sisteme optice care să dea un stigmatism absolut (stigmatism riguros). În general fiecărui punct luminos al obiectului îi corespunde ca imagine o pată luminoasă, mai mare sau mai mică. Ținînd seamă că principalii receptori de lumină sînt ochiul, placa fotografică sau receptorul fotoelectric, o imagine de anumite dimensiuni va putea fi considerată încă punctiformă atîta timp cît dimensiunile sale rămîn sub o anumită limită, impusă de însăși structura receptorilor.*

Din cele arătate, rezultă că este suficient să se realizeze un *stigmatism aproximativ*, determinat de posibilitățile limitate ale receptorilor de a distinge amănunte.

Ținînd seama de principiul reversibilității drumului razelor de lumină, imaginea din figura 7.42 poate fi privită ca izvor și izvorul ca imagine. Reprezentarea sistemului este convențională. Cele două puncte, obiect și imagine, respectiv I și I' se numesc *puncte conjugate*, iar razele fasciculelor corespunzătoare se numesc de asemenea, conjugate. Amintim că imaginea unui punct obținută cu ajutorul unui sistem optic se numește *reală* atunci cînd ea se obține din intersecția razelor de lumină (fig. 7.43, *a*) și *virtuală* (fig. 7.43, *b*) dacă se obține din intersecția prelungirilor acestor raze.

În sistemele optice, stigmatismul aproximativ se poate realiza dacă se folosesc fasciculele înguste, învecinate axului optic (care coincide de obicei cu axul de simetrie) al sistemului și foarte puțin înclinate față de acest ax. Aceste fascicule se numesc *paraxiale*, iar aproximația respectivă se numește aproximația lui Gauss sau paraxială. În cele ce urmează toate considerațiile vor fi făcute în cadrul acestei aproximații.

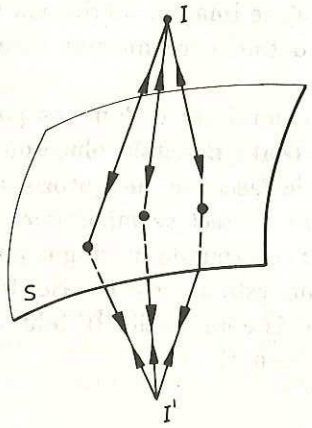


Fig. 7.42. Puncte conjugate.

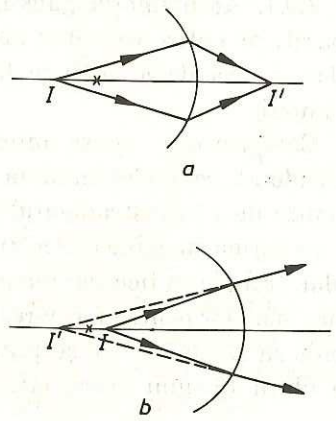


Fig. 7.43. Formarea imaginilor: *a)* imagine reală; *b)* imagine virtuală.

* În cazul ochiului, două puncte alăturate nu se mai văd separate, dacă distanța dintre ele este mai mică decît $5 \cdot 10^{-6}$ m. Aceasta reprezintă distanța dintre două elemente fotosensibile ale retinei.

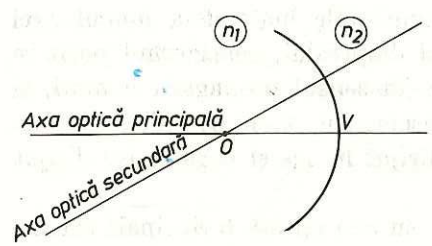


Fig. 7.44. Elementele dioptrului sferic.

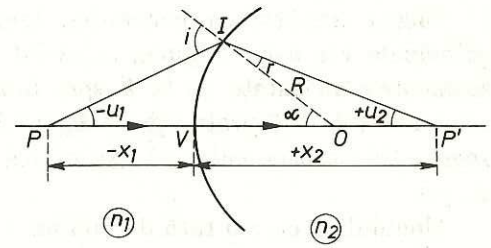


Fig. 7.45. Imaginea unui punct de pe ax într-un dioptru sferic.

7.9.2. **Dioptrul sferic.** Fie două medii transparente și omogene cu indicii de refracție n_1 și n_2. Suprafața care separă două medii transparente cu indici de refracție diferiți se numește *dioptru*.

În cazul în care suprafața de separare este sferică, ansamblul respectiv formează un dioptru sferic.

Dioptrul sferic se caracterizează prin următoarele elemente (fig. 7.44):

— vîrful V al dioptrului (polul calotei sferice);

— centrul de curbură adică centrul O al sferei din care face parte suprafața sferică;

— axa optică principală, dreapta VO care trece prin centrul de curbură și vîrful V;

— axă optică secundară, orice dreaptă care trece prin centrul O și un punct oarecare al dioptrului (există deci o infinitate de axe secundare).

7.9.3. **Relații fundamentale ale dioptrului sferic.** Fie un punct luminos P (obiect punctiform) situat în mediul cu indicele de refracție $n_1 (n_1 < n_2)$ care trimite un fascicul monocromatic paraxial asupra dioptrului (fig. 7.45).

Pentru a obține imaginea P' a lui P prin dioptru, vom considera două raze de lumină PV și PI care pornesc din P și vom determina, conform legii refracției, punctul în care aceste raze se întîlnesc după ce au străbătut dioptrul.

Prin construcție s-au format triunghiurile PIO și $P'IO$.

Din aceste triunghiuri, aplicînd teorema sinusurilor, rezultă:

$$\frac{PI}{\sin \alpha} = \frac{PO}{\sin (\pi - i)}$$

$$\frac{P'I}{\sin (\pi - \alpha)} = \frac{P'O}{\sin r}.$$

Ținînd seama că $\sin (\pi - i) = \sin i$ și $\sin (\pi - \alpha) = \sin \alpha$, putem scrie:

$$\frac{PO}{PI} = \frac{\sin i}{\sin \alpha} \text{ și } \frac{P'I}{P'O} = \frac{\sin \alpha}{\sin r}.$$

Înmulțind aceste două relații între ele se obține:

$$\frac{PO}{PI} \cdot \frac{P'I}{P'O} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}. \qquad (7.9.1)$$

Facem următoarea convenție: toate segmentele luate de-a lungul axei principale vor avea originea în vîrful V al dioptrului, considerînd pozitive segmentele măsurate de la V spre dreapta (în sensul propagării luminii) și negative cele măsurate spre stînga. De asemenea, vom considera pozitiv segmentul perpendicular pe axa optică și dirijat în sus și negativ cel dirijat în jos.

Unghiul pe care o rază de lumină îl face cu axa optică (principală sau secundară) este considerat pozitiv, atunci cînd rotirea razei către axa optică respectivă se face în sensul trigonometric și negativ, dacă această rotire se face în sens invers (vezi semnele unghiurilor u_1, u_2 și α din fig. 7.45).

Ținînd seamă de aceste convenții și de restricțiile impuse în aproximația gaussiană vom nota:

$PI \simeq VP = -x_1$; $P'I \simeq VP' = x_2$; $IO = VO = R$ (raza dioptrului) și astfel $PO = -x_1 + R$; $P'O = x_2 - R$.

Înlocuindu-le în relația (7.9.1) se obține:

$$\frac{-x_1 + R}{-x_1} \cdot \frac{x_2}{x_2 - R} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Efectuînd înmulțirile și împărțind cu produsul $x_1 x_2 R$, relația se poate scrie sub forma:

$$\frac{n_2}{x_2} - \frac{n_1}{x_1} = \frac{n_2 - n_1}{R}. \qquad (7.9.2)$$

Relația (7.9.2) constituie prima relație fundamentală a dioptrului sferic — numită și *relația punctelor conjugate*.

7.9.4. **Focarele dioptrului sferic.** Mărimile n_1, n_2, R ce intervin în relația (7.9.2) fiind greu accesibile măsurătorilor directe, se introduce o mărime numită distanța focală a dioptrului, care reprezintă valoarea particulară a lui x_1, respectiv x_2, cînd x_2 sau x_1 devin infinite.

Focarele dioptrului reprezintă locul unde este situat un izvor punctiform — pentru ca razele care pleacă de la el să părăsească dioptrul paralel cu axul optic, respectiv locul unde se întîlnesc razele refractate provenite dintr-un fascicul incident paralel. Vor exista deci pe axul optic principal două focare numite focare principale, iar pe axele secundare, vor exista focare secundare. Dacă focarele se obțin din intersecția razelor reale, ele se numesc *focare reale* (fig. 7.46, *a*), iar dacă se formează la prelungirea razelor se numesc *focare virtuale* (fig. 7.46, *b*).

Din relația (7.9.2), conform definiției date, rezultă:

pentru $x_1 = \infty$; $x_2 = \dfrac{n_2 R}{n_2 - n_1} = f_2$ (distanță focală imagine)

pentru $x_2 = \infty$; $x_1 = -\dfrac{n_1 R}{n_2 - n_1} = f_1$ (distanță focală obiect).

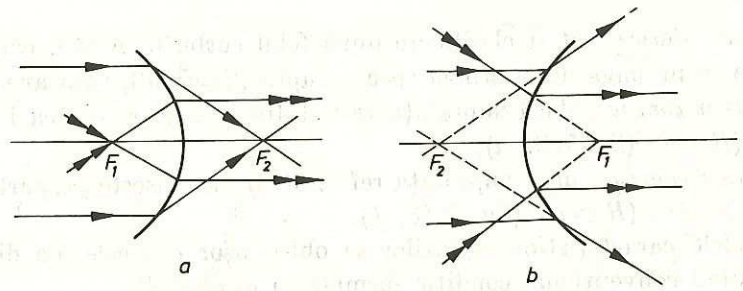


Fig. 7.46. Focarele dioptrului sferic.

Distanțele focale f_1 și f_2 au valori diferite datorită indicilor de refracție n_1 și n_2 diferiți. Relația (7.9.2) se poate scrie deci și sub forma:

$$\frac{f_1}{x_1} + \frac{f_2}{x_2} = 1. \qquad (7.9.3)$$

7.9.5. **A doua relație fundamentală a dioptrului sferic.** Această relație leagă dimensiunea $y_1 = PB_1$ a obiectului de cea a imaginii $y_2 = P'B_2$ (fig. 7.47).

Se definește *mărirea liniară transversală*, β, ca fiind raportul dintre mărimea imaginii și mărimea obiectului:

$$\beta \overset{\text{def}}{=} \frac{y_2}{y_1}. \qquad (7.9.4)$$

Folosind triunghiurile PB_1V și $P'B_2V$ din figura 4.47, putem scrie relația de definiție (7.9.4) în funcție de mărimile x_1 și x_2, măsurabile pe axul optic. Astfel, pentru cazul ilustrat în această figură, avem

$$-y_2 = x_2 \operatorname{tg} r \text{ și } y_1 = -x_1 \operatorname{tg} i.$$

Dacă unghiurile i și r sînt destul de mici (aproximația Gauss), atunci putem scrie $\operatorname{tg} r \simeq \sin r$, $\operatorname{tg} i \simeq \sin i$ și relația de mai sus va deveni:

$$\beta = \frac{-x_2 \sin r}{-x_1 \sin i}.$$

Folosind și legea refracției în punctul V, adică $n_1 \sin i = n_2 \sin r$, mărirea liniară β va putea fi scrisă sub forma:

$$\beta = \frac{x_2}{x_1} \cdot \frac{n_1}{n_2}. \qquad (7.9.5)$$

7.9.6. **Oglinzi sferice.** Prin oglinzi sferice înțelegem porțiuni din sfere (de obicei calote sferice), foarte lucioase, care reflectă lumina.

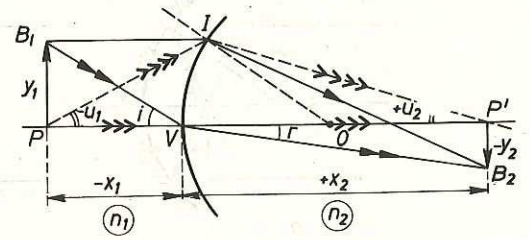


Fig. 7.47. Pentru determinarea măririi liniare transversale β.

Oglinzile sferice pot fi clasificate după felul curburii. Astfel, considerînd că lumina se propagă de la stînga spre dreapta (fig. 7.48), vom avea:

— *oglinzi concave*, dacă suprafața reflectătoare este pe partea interioară a calotei ($R < 0$) (fig. 7.48, *a*);

— *oglinzi convexe*, dacă suprafața reflectătoare se găsește pe partea exterioară a calotei ($R > 0$) (fig. 7.48, *b*).

Formulele caracteristice oglinzilor se obțin ușor din cele ale dioptrului sferic punînd convențional condiția formală ca $n_2 = -n_1$.

În acest caz din relația (7.9.2) se obține:

$$\frac{1}{x_2} + \frac{1}{x_1} = \frac{2}{R} \tag{7.9.6}$$

Distanțele focale se obțin din relațiile de definiție ale acestora, deci:

$$f_1 = f_2 = f = \frac{R}{2}.$$

Formula oglinzilor devine:

$$\boxed{\frac{1}{x_2} + \frac{1}{x_1} = \frac{1}{f}.} \tag{7.9.7}$$

Din figura 7.48 rezultă că focarul oglinzilor concave este real și focarul oglinzilor convexe este virtual.

Mărirea liniară se obține din relația (7.9.5) a dioptrului sferic ($n_2 = -n_1$)

$$\beta = -\frac{x_2}{x_1}. \tag{7.9.8}$$

7.9.7. **Construcții de imagini în oglinzi sferice.** Pentru o rază incidentă dată, raza reflectată se construiește ținînd seama de legea reflexiei ($i = r$) și de faptul că normala în punctul de incidență este raza oglinzii dusă în acel punct.

Pentru a construi imaginea unui punct sau a unui obiect într-o oglindă sferică este suficient să folosim două dintre următoarele trei raze luminoase,

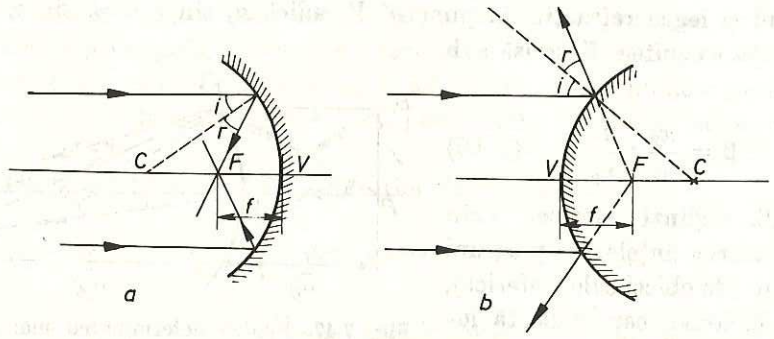


Fig. 7.48. Focarele oglinzilor sferice: *a)* oglindă concavă; *b)* oglindă convexă.

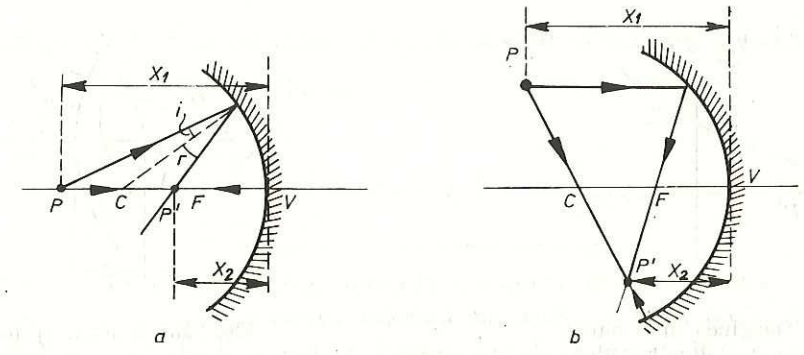


Fig. 7.49. Formarea imaginilor în oglinzi sferice concave: *a)* imaginea unui punct luminos situat pe axul optic; *b)* imaginea unui punct situat în afara axului optic.

al căror drum optic este cunoscut; *a)* o rază incidentă paralelă cu axul optic se va reflecta trecînd prin focarul oglinzii; *b)* o rază care trece prin centrul oglinzii se va reflecta pe același drum; *c)* o rază care trece prin focarul oglinzii se va reflecta paralel cu axul optic (fig. 7.49, *a. b* și fig. 7 50, *a*, *b*).

Oglinzile sferice concave au numeroase aplicații practice la construcția telescoapelor și a proiectoarelor de toate tipurile, iar oglinzile convexe la construcția retrovizoarelor de automobil, la reglementarea circulației pe străzile orașelor.

7.9.8 **Dioptrul plan** — este un ansamblu format din două medii diferite separate printr-o suprafață plană (exemplu: suprafața plană de separare între aer și apă). Relațiile caracteristice ale acestui tip de dioptru se obțin ușor din cele ale dioptrului sferic (7.9.2) și (7.9.5), punînd $R = \infty$ (atunci $f_1 = f_2 = \infty$):

$$\frac{n_1}{x_1} = \frac{n_2}{x_2};\ \beta = 1. \tag{4.9.9}$$

Imaginea unui punct într-un dioptru plan se formează ca în figura 7.51. Lama cu fețe plan-paralele este o asociație de doi dioptri plani.

7.9.9. **Sisteme de dioptri. Lentile.** Lentila optică este un mediu transparent (de obicei sticlă) separat de mediul exterior (de obicei aer) prin doi dioptri (sferici sau combinații de dioptri sferici și plani).

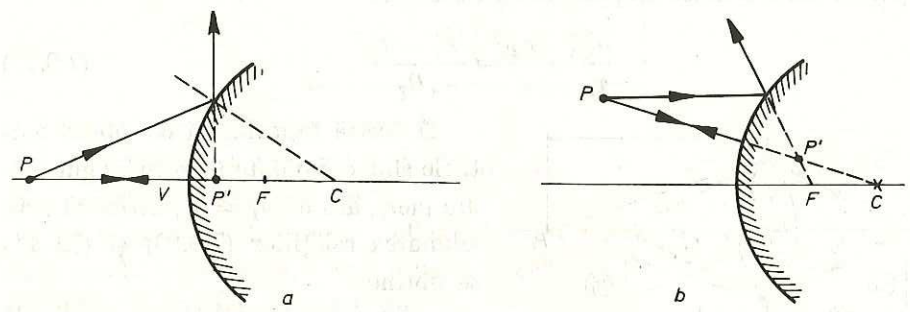


Fig. 7.50. Formarea imaginii unui punct luminos în oglinda convexă: *a)* punct luminos situat pe axul optic principal; *b)* punct luminos situat în afara axului optic principal.

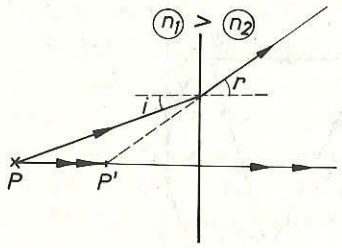


Fig. 7.51. Imaginea unui punct luminos într-un dioptru plan.

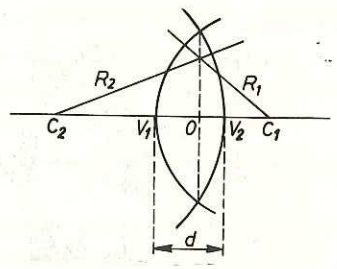


Fig. 7.52. Lentila optică.

În cele ce urmează ne vom ocupa numai de cazul *lentilelor subțiri.* O lentilă este considerată subțire, atunci cînd grosimea ei d (fig. 7.52) este mică în comparație cu razele de curbură R_1 și R_2 ale suprafețelor sferice care o delimitează. Prin urmare punctele V_1 și V_2 practic vor coincide cu punctul O care se numește *centrul optic* al lentilei.

Orice rază care trece prin centrul optic nu suferă nici o abatere din drumul său. Dreapta care trece prin centrele de curbură ale ambelor suprafețe (C_1, C_2) se numește *ax optic principal.* Orice dreaptă ce trece prin centrul optic al lentilei, exceptînd axul optic principal, se numește *ax optic secundar.*

Vom studia refracția într-o lentilă ca două refracții succesive pe cei doi dioptri sferici (fig. 7 .53). Punctul obiect P se află în mediul de indice de refracție n_1. Primul dioptru (de rază R_1) formează imaginea lui P în mediul de indice de refracție n_2 (materialul lentilei). Notăm cu P_1 această imagine intermediară și cu a depărtarea ei față de dioptru (față de lentilă).

Vom scrie pentru acest dioptru relația (7.9.2):

$$\frac{n_2}{a} - \frac{n_1}{x_1} = \frac{n_2 - n_1}{R_1}. \tag{7.9.10}$$

În cazul dioptrului al doilea (de rază — R_2) „obiectul" P_1 se află în mediul de indice de refracție n_2 iar imaginea P_2 (de fapt imaginea finală, dată de lentilă), în mediul de indice de refracție n_1', la distanța x_2 de lentilă. Relația (7.9.2) pentru acest dioptru se va scrie:

$$\frac{n_1'}{x_2} - \frac{n_2}{a} = \frac{n_1' - n_2}{R_2}. \tag{7.9.11}$$

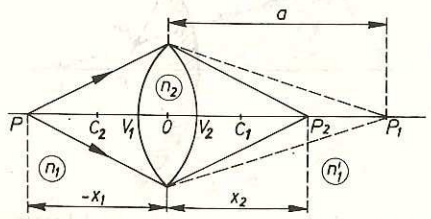


Fig. 7.53. Refracția într-o lentilă subțire.

Datorită faptului că de obicei lentilele sînt cufundate într-un singur mediu (aer), atunci $n_1 = n_1'$, astfel că prin adunarea relațiilor (7.9.10) și (7.9.11) se obține:

$$n_1\left(\frac{1}{x_2} - \frac{1}{x_1}\right) = (n_2 - n_1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right).$$

Ținînd seama de definiția indicelui relativ de refracție al materialului lentilei, $n = \frac{n_2}{n_1}$ relația anterioară devine:

$$\boxed{\frac{1}{x_2} - \frac{1}{x_1} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right).} \tag{7.9.12}$$

Relația (7.9.12) reprezintă formula fundamentală a lentilelor subțiri în care x_1, x_2, R_1, R_2 se măsoară folosind ca origine centrul optic al lentilei. Ele sînt pozitive dacă se află în dreapta lentilei și negative dacă se află în stînga ei.

7.9.10. **Distanțele focale ale unei lentile subțiri.** Ca și la dioptrii sferici, o lentilă se caracterizează prin două focare principale, focar obiect și focar imagine.

Ele vor reprezenta locul unde este situat un izvor punctiform pentru ca razele emergente să fie paralele cu axul optic principal, respectiv locul unde se întîlnesc razele emergente provenite dintr-un fascicul incident paralel cu axul optic. Planul care trece prin focar și este perpendicular pe axul optic principal al lentilei se numește *plan focal.* Dacă razele vin de la infinit, dar sînt înclinate față de axul optic principal, ele se vor strînge într-un punct A din planul focal, numit și focar secundar (fig. 7.54).

Pentru distanțele focale se obțin următoarele relații:

$$\text{pentru } x_1 = \infty;\ f_2 = x_2 = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)} \tag{7.9.13}$$

$$\text{pentru } x_2 = \infty;\ f_1 = x_1 = -\frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}. \tag{7.9.14}$$

Notînd:

$$\boxed{f = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)},} \tag{7.9.15}$$

se vede că $f = f_2 = -f_1$, adică focarele sînt așezate de o parte și de alta a lentilei la egală distanță.

Dacă focarele sînt reale, adică dacă razele paralele se strîng, după refracția în lentilă, într-un punct real, lentila se numește convergentă sau pozitivă. În cazul focarelor

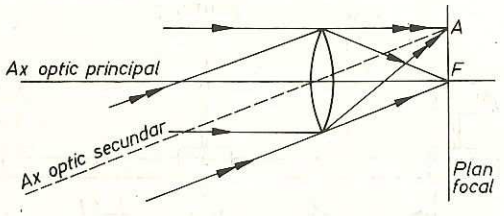


Fig. 7.54. Focarul principal și planul focal al unei lentile.

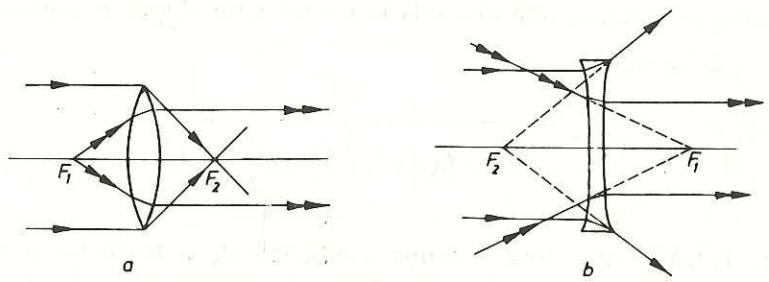


Fig. 7.55. Focarele obiect F_1 și imagine F_2 ale lentilelor: *a)* lentile convergente; *b)* lentile divergente.

virtuale, fasciculele paralele devin, după refracție, divergente, lentila se numește divergentă sau negativă (fig. 7.55, *a* și *b*).

Lentilele convergente sînt lentile cu marginea subțire și se împart în: biconvexe, plan-convexe și menisc convergent (fig. 7.56, *a*).

Lentilele divergente au marginea groasă și se împart în: biconcave, plan concave și menisc divergent (fig. 7.56, *b*).

Lentilele subțiri se reprezintă schematic prin segmente prevăzute cu săgeți orientate, sau cum se vede în figura 7.56, *a* și *b*.

7.9.11. **Convergența lentilelor.** Folosind definiția distanței focale dată de relația (7.9.15), putem exprima relația fundamentală (7.9.12) astfel:

$$\boxed{\frac{1}{x_2} - \frac{1}{x_1} = \frac{1}{f}\,.} \qquad (7.9.16)$$

Mărimea $\frac{1}{f} = C$ se numește puterea optică sau *convergența lentilei.* În sistemul internațional de unități, ea se măsoară în dioptrii, 1 dioptrie $= 1\ \mathrm{m}^{-1}$.

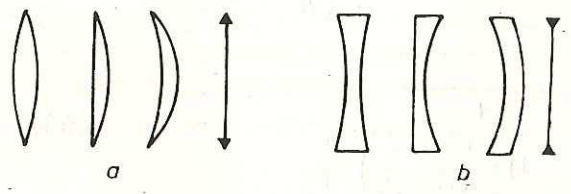


Fig. 7.56. Tipuri de lentile: *a)* convergente; *b)* divergente.

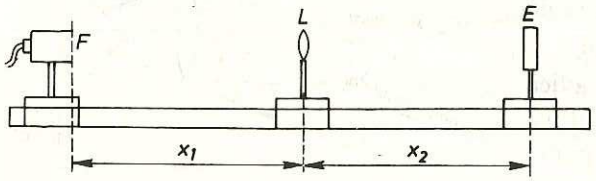


Fig. 7.57. Dispozitiv experimental pentru măsurarea distanțelor focale ale lentilelor.

Dioptria este convergența unei lentile cu distanța focală de 1 m.

Putem determina convergența sau distanța focală a unei lentile folosind o tijă gradată (banc optic) din trusa de fizică pentru liceu pe care vom monta: lampa optică prevăzută cu o fantă F, o lentilă L a cărei distanță focală dorim s-o măsurăm și un ecran E pe

care vom forma imaginea fantei (fig. 7.57). Măsurînd distanțele de la lentilă la obiect (fantă) x_1 și de la lentilă la imagine (ecran) x_2, vom obține din calcul distanța focală și respectiv convergența lentilei.

Mărirea liniară β — care arată de cîte ori este mai mare dimensiunea imaginii decît dimensiunea obiectului, va fi dată de:

$$\beta = \frac{y_2}{y_1} = \frac{x_2}{x_1}\,. \qquad (7.9.17)$$

Relația (7.9.17) se obține din (7.9.5) în care se ține seama că $n_1 = n_2$, adică lentila este mărginită în ambele părți de același mediu.

7.9.12. **Asociații de lentile subțiri.** Să considerăm două lentile subțiri care au axul optic comun și care se află una față de alta la distanța d (fig. 7.58).

Construcția imaginii unui obiect AB (perpendicular pe axul optic) se obține ușor, dacă ținem seama de faptul că imaginea acestui obiect în prima lentilă devine obiect pentru cea de-a doua.

Cu aceste considerații putem scrie:

$$\frac{1}{f_1} = \frac{1}{x_2} - \frac{1}{x_1} \text{ și } \frac{1}{f_2} = \frac{1}{x_2'} - \frac{1}{x_1'}\,,$$

unde f_1 și f_2 sînt distanțele focale ale celor două lentile subțiri. Adunînd cele două relații și luînd în considerație că $d = x_2 + (-x_1')$ obținem:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{d + x_1'} - \frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2'} - \frac{1}{x_1'}\,.$$

Pentru cazul în care $d = 0$, deci cînd sistemul este format din lentile subțiri lipite (sau acolate), relația devine:

$$\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{x_2'} - \frac{1}{x_1}\,.$$

Deoarece x_2' reprezintă distanța de la sistem la imagine și x_1 distanța de la sistem la obiect, partea din stînga a egalității de mai sus reprezintă conver-

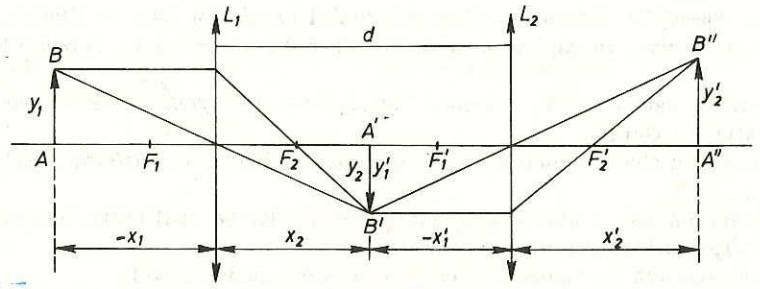


Fig. 7.58. Sistem centrat de două lentile subțiri.

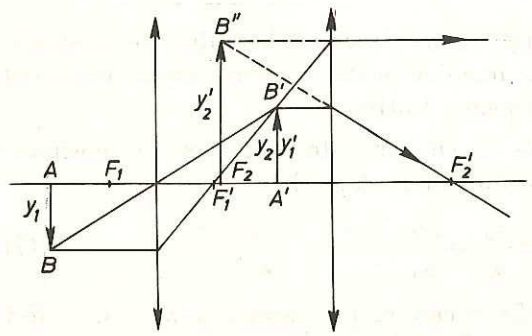


Fig. 7.59. Sistem afocal (telescopic).

genţa $\frac{1}{F}$ a sistemului adică:

$$\boxed{\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}.} \quad (7.9.18)$$

Generalizînd, pentru un sistem de k lentile lipite, convergenţa sistemului va fi dată de

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \ldots + \frac{1}{f_k}. \quad (7.9.19)$$

În cazul în care lentilele nu sînt alipite, dar focarul imagine F_2 al primei lentile coincide cu focarul obiect F_1', al celei de-a doua lentile (adică $d = f_1' + |f_2|$), sistemul se numeşte *telescopic* sau *afocal*, deoarece distanţa sa focală este infinită. În acest caz, orice rază incidentă paralelă cu axul optic va părăsi sistemul de asemenea în direcţia paralelă cu axul optic (fig. 7.59).

Mărirea liniară a unui sistem de două lentile subţiri centrate, potrivit definiţiei, va fi:

$$\beta = -\frac{y_2}{y_1}$$

şi ţinînd seama de măririle $\beta_1 = -\frac{y_2}{y_1}$ şi $\beta_2 = \frac{y_2'}{y_1'} = \frac{y_2'}{y_2}$ ale celor două lentile ce-l compun, relaţia va fi:

$$\beta = -\frac{y_2}{y_1} \cdot \frac{y_2'}{y_2} = \beta_1 \cdot \beta_2. \quad (7.9.20)$$

În cazul sistemului centrat format din k lentile, mărirea liniară a sistemului va fi:

$$\beta = \beta_1 \cdot \beta_2 \ldots \beta_k. \quad (7.9.21)$$

7.9.13. **Aberaţiile sistemelor optice.** În studiul imaginilor date de dioptri, oglinzi şi lentile ne-am limitat, în capitolul precedent, la cazul în care erau îndeplinite anumite condiţii:

a) lumina pătrundea în sistemul respectiv sub formă de fascicule paraxiale (aproximaţia lui Gauss);

b) pentru un obiect punctiform se obţinea o imagine tot punctiformă, deci o imagine stigmatică;

c) pentru un obiect mic plan aşezat perpendicular pe axul optic, imaginea era tot plană şi perpendiculară pe ax;

d) imaginea era asemănătoare obiectului, adică nedeformată;

e) indicele de refracţie era acelaşi pentru toate radiaţiile (mediu nedispersiv) sau lumina folosită era suficient de monocromatică.

În practică, de obicei, lumina folosită are o anumită compoziţie spectrală şi ca urmare trebuie să ţinem seama de fenomenul de dispersie. De asemenea, a ne limita numai la fascicule puţin înclinate faţă de ax ar însemna să nu obţinem imaginea unor puncte care sînt mai îndepărtate de axul optic al sistemului (obiecte întinse). Obţinerea fasciculelor paraxiale (prin diafragmare) reduce, în general, luminozitatea imaginii datorită micşorării fluxurilor luminoase folosite. Orice abatere de la condiţiile de mai sus face ca imaginile date de sistemele optice să prezinte anumite imperfecţiuni care se numesc *aberaţii*. Acestea se manifestă prin micşorarea clarităţii imaginii, deformarea ei, precum şi colorarea marginilor ei (contururi irizate).

Aberaţiile care apar la folosirea fasciculelor largi provenite din diferite puncte de pe axul optic sau din vecinătatea lui, sau la folosirea fasciculelor înguste dar înclinate faţă de ax se numesc *aberaţii geometrice*. Aberaţiile datorate variaţiei indicelui de refracţie cu lungimea de undă (dispersie) se numesc *aberaţii cromatice*.

Dintre aberaţiile geometrice vom menţiona mai jos aberaţia de sfericitate şi coma.

7.9.14 **Aberaţia de sfericitate** apare cînd se folosesc fasciculele largi de lumină. Pentru a pune în evidenţă această aberaţie, facem următoarea experienţă: de la un bec situat pe axa optică a unei lentile cu deschidere (diametru) mare, trimitem un fascicul de raze pe suprafaţa acesteia.

Pentru a urmări contribuţia diverselor zone ale lentilei, o acoperim cu un disc de carton în centrul căruia s-a practicat un orificiu circular (fig. 7.60, *a*). Fasciculul paraxial va forma imaginea filamentului becului într-un punct B' (fig. 7.60). Repetăm experienţa aşezînd pe lentilă un alt disc, din care s-a decupat un inel (fig. 7.60, *b*) astfel încît pe lentilă sînt lăsate să cadă numai razele marginale ale fasciculului. În acest caz observăm că imaginea se formează în punctul B'', situat mai aproape de lentilă.

Fasciculele cu deschidere intermediară între cele două diafragme vor forma imagini ale filamentului între punctele B'' şi B'.

Deci, în cazul unui fascicul larg de lumină, stigmatismul imaginii dispare chiar şi pentru un punct situat pe axul optic. Această aberaţie poartă numele de *aberaţie de sfericitate*. Drept măsură a aberaţiei se ia segmentul $B''B'$ dintre punctele considerate ca imagini în cele două cazuri extreme. Din cauza acestei aberaţii, imaginea unui punct luminos obţinută pe un ecran are forma unui disc iluminat neuniform.

Aberaţia de sfericitate depinde de curbura suprafeţelor lentilelor şi de indicele de refracţie al materialului din care sînt construite. Deoarece lentilele convergente prezintă aberaţia de sfericitate într-un sens, iar cele divergente în sens invers, o combinaţie de asemenea lentile simple poate duce la corectarea aberaţiei de sfericitate.

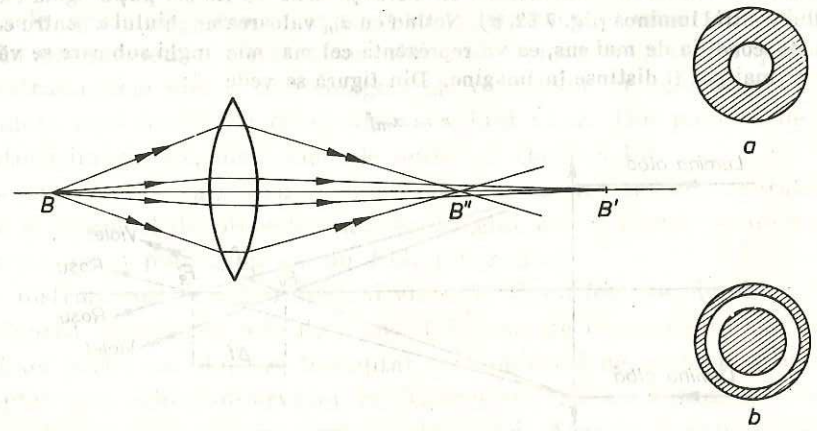


Fig. 7.60. Aberaţia de sfericitate: *a)* disc cu deschidere centrală; *b)* disc cu deschidere marginală.

Dacă punctul luminos de la care pleacă fasciculul larg de lumină nu se află pe axul optic, atunci imaginea obținută pe ecran este o figură complicată care amintește de forma unei comete cu coadă. Din această cauză, un astfel de tip de aberație se numește *coma*. Coma se poate pune în evidență în experiența de mai sus, folosind discul care lasă să treacă razele marginale și așezînd lentila înclinată față de axul optic.

7.9.15. **Aberația cromatică.** Studiind dispersia luminii prin prismă, s-a văzut că refracția luminii printr-un mediu transparent este diferită pentru diferite lungimi de undă, fiind în general mai pronunțată pentru lungimi de undă mai mici. Refracția selectivă (dispersia) va apărea și în cazul trecerii luminii prin lentile, imaginile formate în lumină albă vor apărea deci cu marginile colorate (fig. 7.61).

Fasciculul incident de lumină albă paralel cu axul optic va da o infinitate de focare în diferite culori cuprinse între F_R, focarul radiațiilor roșii și F_V, focarul radiațiilor violete. Se vede deci o dispersie a focarelor.

Pe un ecran așezat în F_R, se va obține o pată circulară luminată la margini de radiațiile violete, deci cu marginile irizate în violet. De asemenea, se vede că pe un ecran așezat în F_V marginile imaginii vor fi irizate în roșu. Aberația cromatică se caracterizează prin raza ρ, a celei mai mici pete albicioase ce se obține pe ecran (în punctul O pe figură), numită *aberație cromatică transversală* și prin diferența $\Delta f = F_R - F_V$ numită *aberație cromatică longitudinală*.

Pentru corectarea aberațiilor cromatice se realizează sisteme formate din lentile convergente și divergente lipite, deoarece focarele roșu și violet la lentilele divergente sînt invers așezate decît la cele convergente. În plus, se utilizează sticle diferite pentru lentile (sticlă crown și sticle flint) care dau dispersii diferite și prin compensație se obțin sisteme fără aberații cromatice (acromate).

7.9.16. **Influența difracției asupra formării imaginii.** Într-un sistem optic, datorită diafragmelor, indispensabile la orice instrument optic, imaginile vor fi influențate de fenomenul de difracție a luminii. Deci în locul unde ar trebui să se formeze imaginea punctiformă se formează o figură de difracție și anume o mică pată circulară luminoasă înconjurată de cercuri luminoase și întunecate de intensități din ce în ce mai mici.

În figura 7.62, *a* se vede formarea imaginilor a două puncte îndepărtate ce trimit pe lentila diafragmată fascicule paralele care formează între ele unghiul α. În M și M', în locul imaginilor „geometrice" punctiforme, apar două figuri de difracție separate. Dacă distanța MM' este mai mică decît raza uneia dintre petele luminoase centrale, atunci se observă o singură pată luminoasă lățită. Pentru a sesiza existența a două imagini, va trebui ca între cele două pete centrale luminoase să existe un interval întunecat, sau mai puțin luminos. Pentru aceasta trebuie ca distanța MM' să fie cel puțin egală cu raza r a cercului central luminos (fig. 7.62, *b*). Notînd cu α_m valoarea unghiului α pentru care este satisfăcută condiția de mai sus, ea va reprezenta cel mai mic unghi sub care se văd două puncte ce mai pot fi distinse în imagine. Din figură se vede că:

$$r = \alpha_m f$$

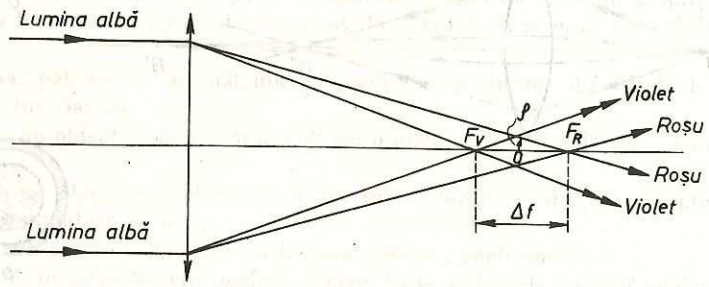


Fig. 7.61. Aberație cromatică.

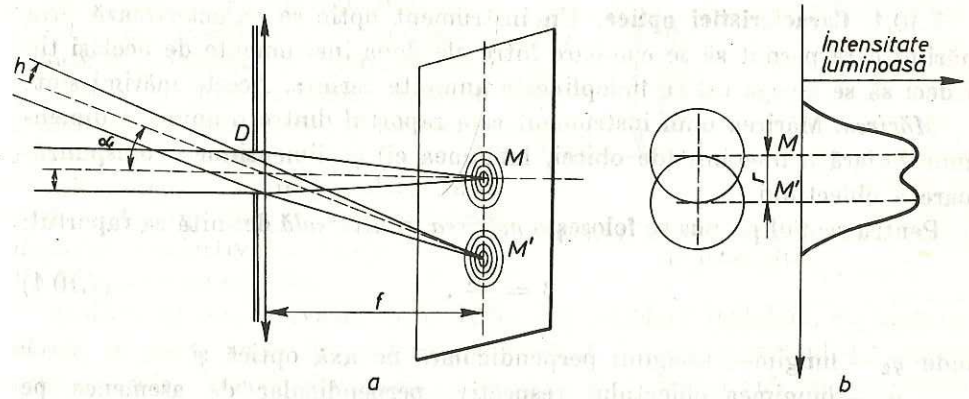


Fig. 7.62. *a)* Influența difracției asupra formării imaginilor; *b)* graficul intensității.

unde f este distanța focală a lentilei. Calculul matematic al lui α_m conduce la expresia:

$$\alpha_m = \frac{0{,}61\,\lambda}{h} \qquad (7.9.22)$$

unde λ este lungimea de undă a radiației folosite, iar h este raza deschiderii fasciculului incident (vezi fig. 7.62, *a*).

Mărimea $1/\alpha_m$, adică inversul unghiului limită α_m, poartă numele de *putere separatoare unghiulară*. Deci un instrument optic va avea o putere separatoare cu atît mai mare cu cît va putea distinge puncte mai apropiate (ce se văd sub unghiuri α_m mai mici). Așa cum se vede din relația (7.9.22), puterea separatoare crește, dacă se utilizează radiații cu lungimi de undă λ mai mici și dacă deschiderea lentilei obiectiv este mai mare.

7.10. INSTRUMENTE OPTICE

Un instrument optic este un ansamblu de lentile, oglinzi și diafragme cu ajutorul cărora obținem imagini ale diferitelor obiecte.

Axele optice ale pieselor ce constituie instrumentul optic trebuie să coincidă cu axa geometrică a instrumentului, adică să avem *un sistem optic centrat.*

Instrumentele optice dau imagini ale obiectelor în care se pot distinge amănunte care nu pot fi observate cu ochiul liber. Din punctul de vedere al naturii imaginilor, instrumentele optice se clasifică în:

— instrumente care dau imagini reale, cum sînt ochiul, aparatul fotografic și aparatul de proiecție; aceste imagini pot fi prinse pe un ecran de proiecție, pe o placă sau pe un film fotografic;

— instrumente care dau imagini virtuale. Fiind folosite, de obicei, pentru examinarea directă, cu ochiul, a obiectelor, aceste instrumente sînt formate din două părți: un obiectiv îndreptat spre obiectul de cercetat și un ocular îndreptat spre ochiul observatorului. Obiectivul este un sistem optic convergent și formează o imagine reală a obiectului. Această imagine joacă rolul de obiect pentru ocular care va da imaginea definitivă, virtuală, „preluată" de ochiul observatorului.

7.10.1. **Caracteristici optice.** Un instrument optic se caracterizează prin mărimi care permit să se compare între ele două instrumente de același tip și deci să se aleagă cel ce îndeplinește anumite cerințe. Aceste mărimi sînt:

Mărirea. Mărirea unui instrument este raportul dintre o anumită dimensiune liniară a imaginii (de obicei, lungimea ei) și dimensiunea corespunzătoare a obiectului.

Pentru scopul propus se folosește *mărirea transversală* definită ca raportul:

$$\beta = \frac{y_2}{y_1}, \tag{7.10.1}$$

unde y_2 — lungimea imaginii perpendiculară pe axa optică și

y_1 — lungimea obiectului respectiv, perpendicular de asemenea pe axa optică.

Noțiunea de mărire prezintă interes, îndeosebi în cazul instrumentelor care produc imagini reale ale căror dimensiuni pot fi măsurate.

Puterea. Se numește putere raportul dintre tangenta unghiului sub care se vede prin instrument un obiect și dimensiunea liniară a obiectului pe o direcție perpendiculară pe axa optică:

$$P = \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{y_1}. \tag{7.10.2}$$

Puterea se folosește mai ales în cazul instrumentelor ce dau imagini virtuale.

Grosismentul. Se numește grosisment sau mărire unghiulară raportul:

$$G = \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{\operatorname{tg} \alpha_1} \tag{7.10.3}$$

unde α_2 este unghiul sub care se vede un obiect prin instrumentul optic (diametrul aparent al imaginii) iar α_1 unghiul sub care se vede obiectul cînd este privit cu ochiul liber (diametrul aparent al obiectului), așezat la distanța optimă de citire δ. Pentru un ochi normal δ este de 0,25 m.

Puterea separatoare este capacitatea instrumentului de a forma imagini distincte, separate, a două puncte vecine ale obiectului. Cu cît valoarea sa este mai mare, cu atît pot fi distinse puncte mai apropiate ale obiectului. Ea poate fi dată, fie prin distanța minimă între două puncte ale obiectului care mai dau imagini diferite în instrument (putere separatoare liniară), fie prin unghiul minim dintre razele care vin de la două asemenea puncte (putere separatoare unghiulară).

După corectarea aberațiilor diferitelor piese ce compun instrumentul optic, puterea separatoare depinde numai de fenomenul de difracție a luminii care traversează instrumentul.

7.10.2. **Instrumente care dau imagini reale.** *Aparatul fotografic.* Aparatul fotografic este un instrument optic care formează pe placa fotografică sau pe film o imagine reală a obiectului. Piesa optică principală a sa este obiectivul fotografic. Acesta este de obicei un sistem compus din patru sau mai multe

lentile, corectate de aberații (fig 7.63). Corectarea aberațiilor la obiectivul fotografic urmărește, în principal, obținerea unei imagini plane, nedistorsionate, clare, precum și o putere separatoare cît mai mare.

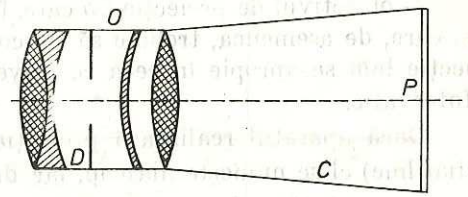


Fig. 7.63. Schemă optică a unui aparat de fotografiat.

Claritatea imaginii pe placa fotografică P sau pe film se realizează prin deplasarea obiectivului O față le poziția filmului care este fixă.

Obiectivul este prevăzut cu o diafragmă circulară reglabilă, cu ajutorul căreia se poate varia fluxul luminos incident. Cu cît diametrul diafragmei este mai mic, obiectivul va forma o imagine mai clară a mai multor puncte așezate de-a lungul axei optice a aparatului, adică va avea o profunzime a cîmpului mai mare.

Există o mare varietate de obiective fotografice, de construcții diferite, după scopul aparatului (obiective de portret, obiective de mare deschidere pentru peisaj, obiective universale etc.).

Aparatul de proiecție. Rolul unui sistem de proiecție este acela de a da o imagine mărită și reală a unui obiect.

Un aparat de proiecție este format, în principal, din următoarele părți (fig. 7.64):

— sursa de lumină S, foarte intensă (bec electric de putere 500—1 000 W sau arc electric, ca în cazul aparatului cinematografic);

— o oglindă sferică M, așezată în spatele sursei S, care reflectă lumina către obiectul O;

— condensorul C, care reprezintă un sistem de lentile de distanță focală mică. El se așază foarte aproape de sursa de lumină, astfel încît întregul obiect de proiectat să fie bine iluminat. Deoarece pe condensor cade un fascicul larg de lumină, el trebuie corectat foarte bine de aberația de sfericitate. Din acest motiv, el se construiește din două lentile plan convexe așezate ca în figură;

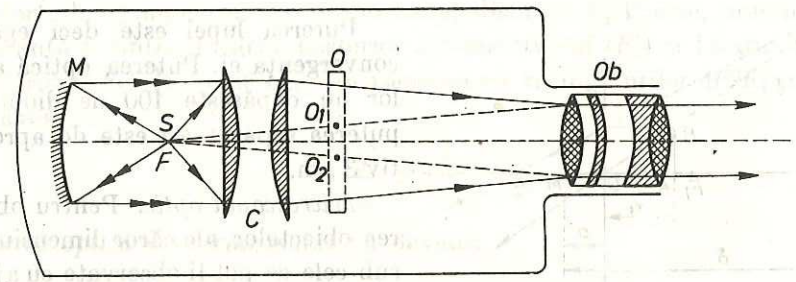


Fig. 7.64. Schema de principiu a unui aparat de proiecție.

— obiectivul de proiecție *Ob* care formează imaginea obiectului pe ecran și care, de asemenea, trebuie să fie corectat de aberații. Un obiectiv de proiecție bun se apropie în ceea ce privește caracteristicile sale de un obiectiv fotografic.

Dacă aparatul realizează proiecția unui obiect transparent (diapozitive, diafilme) el se numește diascop, iar dacă proiectează obiecte opace (așezate pe o suprafață), el se numește episcop. Aparatul (de ex. acela realizat de IOR, Atlas) care îndeplinește ambele funcții poartă numele de epidiascop.

7.10.3. **Instrumente care dau imagini virtuale.** *Lupa* este un sistem optic simplu, convergent (format din una, două sau mai multe lentile) cu distanță focală de ordinul cîtorva centimetri. Obiectul este așezat între focar și lentilă, deci imaginea este virtuală, dreaptă și mărită (fig. 7.65). Observatorul deplasează lupa între obiect și ochi, astfel încît imaginea să se formeze între punctul de distanță optimă de vedere clară și punctul unde nu mai este nevoie ca ochiul să producă acomodarea, deci punctul de la infinit. Această deplasare constituie punerea la punct a lupei.

Observînd figura 7.65 și presupunînd că în punctul M, de pe axa lupei, la distanța $OM = a$ se găsește ochiul observatorului iar imaginea $A'B'$ se formează la distanța optimă δ de ochi, putem scrie aplicînd (7.9.16) și ținînd seama de semnele mărimilor care intervin:

$$\frac{1}{-(\delta - a)} - \frac{1}{-x_1} = \frac{1}{f} \quad \text{sau} \quad \frac{1}{x_1} - \frac{1}{\delta - a} = \frac{1}{f}$$

unde $x_1 = AO$.

Puterea lupei va fi, conform definiției (7.10.2):

$$P = \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{AB} = \frac{AB/x_1}{AB} = \frac{1}{x_1} \,. \tag{7.10.4}$$

În practică, obiectul AB este situat foarte aproape de focarul F_1 (adică $x_1 \simeq f$), astfel ca imaginea $A'B'$ să fie privită fără efort de acomodare. În acest caz, putem scrie:

$$P = \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{AB} \simeq \frac{1}{f} \,. \tag{7.10.5}$$

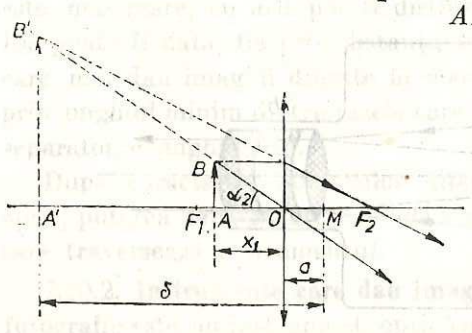


Fig. 7.65. Mersul razelor de lumină în lupă.

Puterea lupei este deci egală cu convergența ei. Puterea optică a lupelor nu depășește 100 de dioptrii iar puterea separatoare este de aproximativ 3 μm.

Microscopul optic. Pentru observarea obiectelor, ale căror dimensiuni sînt sub cele ce pot fi observate cu ajutorul lupei, se folosește un alt instrument optic mai complex, numit microscop.

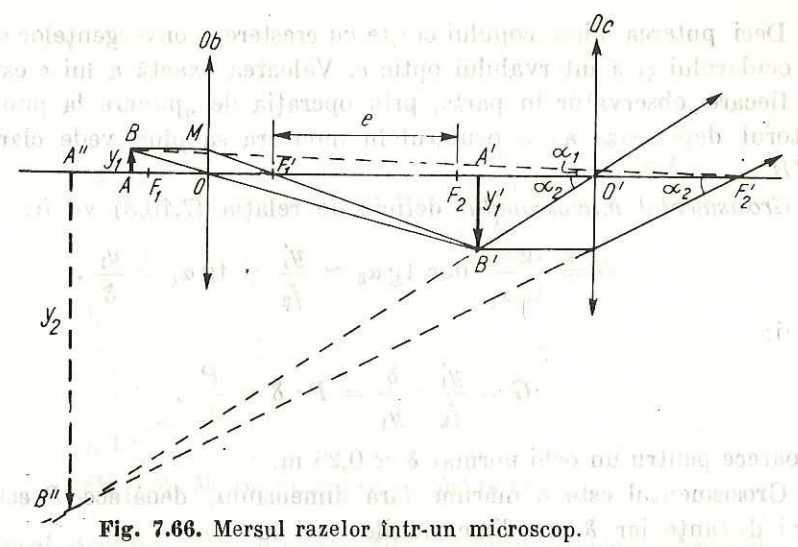


Fig. 7.66. Mersul razelor într-un microscop.

Microscopul este format din două părți principale. Obiectivul, partea îndreptată către obiect, care dă imagini reale și ocularul, partea îndreptată către ochi, care dă o imagine virtuală și mărită a imaginii reale dată de obiectiv.

Mersul razelor de lumină într-un microscop se poate urmări în figura 7.66 în care obiectivul *Ob* formează imaginea reală și mărită $A'B'$ a obiectului AB, așezat înaintea focarului obiect al obiectivului, în timp ce ocularul *Oc* formează imaginea virtuală și mărită $A''B''$ a lui $A'B'$.

Deoarece ochiul preferă să privească neacomodat imaginea y_2, aceasta se va afla destul de departe, încît razele emergente sînt aproape paralele. Ca urmare, raza $B''F_2'$ va face cu axa optică a sistemului unghiul α_2 aproximativ egal cu unghiul format de raza $B''O$ cu axa optică. Putem deci scrie $\operatorname{tg} \alpha_2 \simeq y_1'/f_2$, astfel încît puterea optică a microscopului va fi:

$$P = \frac{\operatorname{tg} \alpha_2}{y_1} \simeq \frac{y_1'}{y_1 f_2} \,.$$

Datorită faptului că imaginea y'_1 se formează foarte aproape de focarul F_2 al ocularului, ca și în cazul lupei, imaginea finală $A''B''$ poate fi privită fără efort de acomodare. Cu alte cuvinte, distanța $F_1'A'$ este, practic, egală cu distanța e dintre focarul posterior al obiectivului (F_1') și focarul anterior al ocularului (F_2). În acest caz, din asemănarea triunghiurilor MOF_1' și $F_1'A'B'$ vom avea:

$$\frac{y_1'}{y_1} \simeq \frac{e}{f_1}$$

și *puterea optică a microscopului* va deveni:

$$P \simeq \frac{e}{f_1 f_2} \,. \tag{7.10.6}$$

Deci puterea microscopului crește cu creșterea convergențelor obiectivului și ocularului și a intervalului optic e. Valoarea exactă a lui e este stabilită de fiecare observator în parte, prin operația de „punere la punct": observatorul deplasează axial ocularul în montura sa pînă vede clar imaginea $A''B''$.

Grosismentul microscopului definit de relația (7.10.3) va fi:

$$G = \frac{\operatorname{tg}\alpha_2}{\operatorname{tg}\alpha_1} \text{ dar } \operatorname{tg}\alpha_2 \simeq \frac{y_1'}{f_2} \text{ și } \operatorname{tg}\alpha_1 = \frac{y_1}{\delta}\,.$$

Deci:

$$G = \frac{y_1'}{f_2} \cdot \frac{\delta}{y_1} = P \cdot \delta \simeq \frac{P}{4}\,, \tag{7.10.7}$$

deoarece pentru un ochi normal $\delta \simeq 0{,}25$ m.

Grosismentul este o mărime fără dimensiuni, deoarece P este inversul unei distanțe iar δ are dimensiunile unei lungimi.

În practică, microscoapele dispun de mai multe obiective și oculare, ce pot fi așezate pe rînd în orice combinații, la capetele tubului microscopului, realizîndu-se astfel diverse puteri. Pentru a se putea obține imagini suficient de luminoase, microscopul este prevăzut cu un condensor, care se află între sursa de lumină și obiectivul microscopului și care are rolul de a concentra lumina pe preparatul microscopic.

În teoria instrumentelor optice se stabilește că distanța minimă dintre două puncte ale obiectului care mai pot fi văzute separat unul de celălalt, prin microscop, este dată de:

$$\varepsilon = \frac{1{,}22\,\lambda}{2n \sin u}\,, \tag{7.10.8}$$

unde λ este lungimea de undă a radiației folosite, n indicele de refracție al mediului străbătut de radiație între obiect și obiectiv, iar u — unghiul dintre axa optică și razele cele mai depărtate de axă care mai pătrund în obiectiv. Pentru ca ε să fie cît mai mic (deci pentru ca puterea separatoare $1/\varepsilon$ să aibă o valoare cît mai mare) trebuie să micșorăm pe λ sau să mărim pe n și u. Este, deci, avantajos să se folosească radiații cu lungimea de undă cît mai mică. Folosindu-se lumină ultravioletă și înregistrînd imaginea pe placă fotografică, s-au putut distinge obiecte de dimensiuni 0,15 μm (cu mărire de 6 000—7 000 ori). Pentru a mări indicele de refracție n se folosește observarea prin imersie (microscop cu imersie), în care, între obiect și obiectiv se așază o picătură de lichid (de obicei, ulei de cedru, cu $n = 1{,}515$). În sfîrșit, este avantajos să se folosească obiective cu deschidere mare, astfel încît sin u să fie cît mai mare, dar aceste obiective pun probleme complicate de construcție datorită aberațiilor de sfericitate.

Luneta este un instrument optic destinat observării obiectelor foarte îndepărtate. Ea este un sistem optic centrat format dintr-un obiectiv și un ocular, care în cazul cel mai simplu pot fi două lentile convergente.

Deoarece obiectul este foarte îndepărtat, razele care ajung la obiectivul lunetei sînt practic paralele.

Drumul urmat de razele de lumină în lunetă este dat în figura 7.67. Imaginea $A'B'$ a unui obiect îndepărtat va fi formată de către obiectivul L_1 în

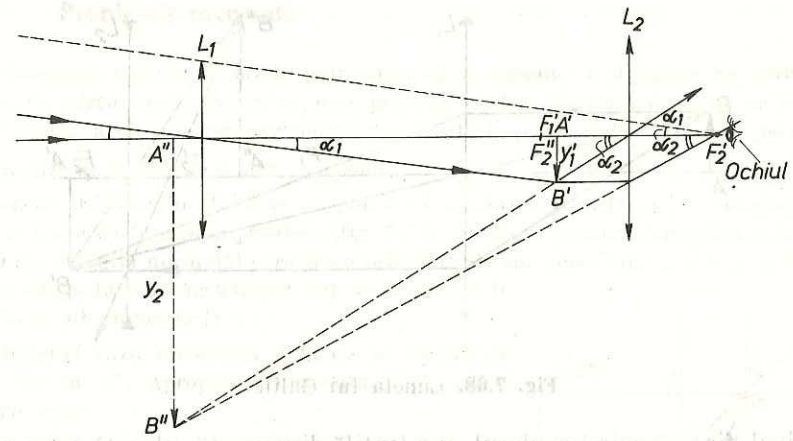


Fig. 7.67. Mersul razelor de lumină în lunetă.

planul său focal. Această imagine va constitui obiectul real pentru ocularul L_2, care va forma imaginea finală $A''B''$, virtuală, mărită și răsturnată.

Deoarece ochiul preferă să privească imaginea neacomodat atunci cînd se vizează cu luneta, observatorul deplasează ocularul față de obiectiv, pînă cînd imaginea $A''B''$ se formează la infinit, adică pînă cînd focarul imagine al obiectivului (F_1') coincide cu focarul obiectiv al ocularului (F_2'). În acest caz, luneta este un sistem numit *afocal*. În aceste condiții, razele a căror prelungire trece printr-un punct al imaginii $A''B''$ vor fi aproximativ paralele și:

$$\operatorname{tg}\alpha_2 \simeq \frac{y_1'}{f_{oc}}\,, \text{ iar } \operatorname{tg}\alpha_1 \simeq \frac{y_1'}{f_{ob}}\,.$$

Grosismentul lunetei va fi:

$$G = \frac{y_1'}{f_{oc}} \cdot \frac{f_{ob}}{y_1'} = \frac{f_{ob}}{f_{oc}}\,. \tag{7.10.9}$$

Deoarece ocularul funcționează ca o lupă, cu puterea $P_{oc} = \dfrac{1}{f_{oc}}$ relația (7.10.9) se poate scrie și sub forma:

$$G = f_{obiectiv} \cdot P_{ocular}\,. \tag{7.10.10}$$

Prin urmare, grosismentul lunetei va fi cu atît mai mare cu cît distanța focală a obiectivului va fi mai mare și cu cît convergența ocularului este mai mare.

Luneta descrisă dă imagini răsturnate ale obiectelor îndepărtate. Răsturnarea imaginii este neesențială în cazul studierii obiectelor astronomice, de aceea, luneta se mai numește și lunetă astronomică.

Pentru studiul obiectelor terestre, lunetele au un dispozitiv de răsturnare a imaginii, astfel încît imaginea finală să fie dreaptă. Acest lucru se realizează fie introducînd între obiectiv și ocular o lentilă convergentă, numită lentilă

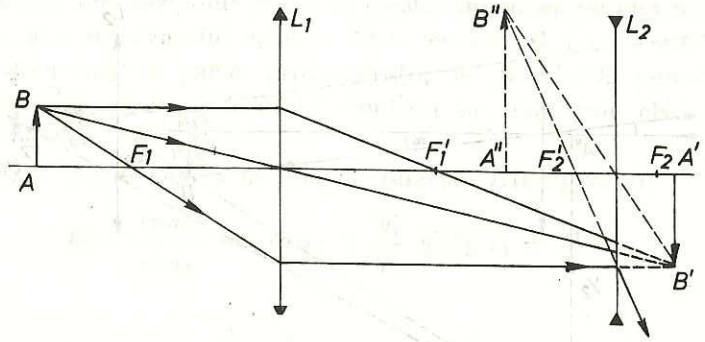


Fig. 7.68. Luneta lui Galilei.

— vehicul, fie înlocuind ocularul cu o lentilă divergentă, plasată între obiectiv și imaginea reală $A'B'$ dată de acesta, astfel încît $A'B'$ să joace rolul de obiect virtual pentru ocularul divergent. Luneta astfel obținută se numește luneta lui Galilei (fig. 7.68).

Telescopul este un instrument optic pentru observarea obiectelor îndepărtate, al cărui obiectiv *Ob* este constituit dintr-o oglindă (sferică sau parabolică). Folosirea oglinzilor ca obiectiv are avantajul că acestea sînt lipsite de aberații cromatice și realizează o creștere a calității imaginii datorită creșterii dimensiunii obiectivului (diametrul oglinzii unui mare telescop este de 5,5 m, față de diametrul unei lunete mari care este de aproximativ 1 m). Imaginea formată de obiectiv este preluată de o oglindă plană *O* (așezată înclinat față de axul optic al obiectivului) și trimisă spre ocularul *Oc* (fig. 7.69). Ocularul *Oc* este un sistem convergent corectat al aberației. În figura 7.69 este arătat mersul razelor de lumină într-un telescop cu vedere laterală (Newton).

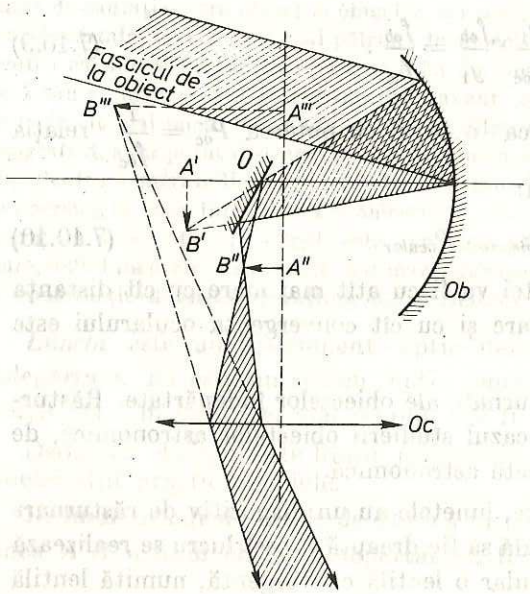


Fig. 7.69. Mersul razelor de lumină în telescopul de tip Newton.

Problemă rezolvată

Se consideră o lamă de sticlă plan-paralelă de grosime e și indice de refracție n. Unde i se va părea unui observator, care privește pe direcția normalei NN' ce trece prin ochi (fig. 7.70), că se situează o zgîrietură practicată în punctul N pe fața de jos a lamei?

Aplicație numerică: $n = 3/2$; $e = 3$ cm.

Rezolvare. Observatorului i se va părea că zgîrietura se află în N', imaginea punctului N în lama cu fețe plan-paralele (fig. 7.70). Pentru a construi imaginea s-au folosit: raza NO (pe direcția normală) care trece prin fața de sus nedeviată ($i = 0$, $r = 0$) și raza NP care cade pe fața de sus a lamei, sub un unghi $i \neq 0$ și se refractă sub unghiul r ($r > i$).

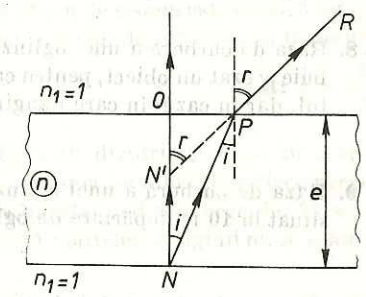


Fig. 7.70. Pentru problema rezolvată 1.

Prelungind raza refractată PR, ea se va întîlni cu raza NO în N'. Apropierea aparentă, $NN' = d$, a zgîrieturii este:

$$NN' = e - N'O.$$

Din triunghiul $N'OP$ se obține $N'O = OP \operatorname{ctg} r$, iar din triunghiul NOP, $OP = NO \operatorname{tg} i = e \operatorname{tg} i$.

Deci:

$$NN' = e - e \operatorname{tg} i \operatorname{ctg} r = e\left(1 - \frac{\sin i}{\cos i} \cdot \frac{\cos r}{\sin r}\right).$$

Folosind legea refracției la suprafața de sus a lamei $\dfrac{\sin i}{\sin r} = \dfrac{1}{n}$ și cu aproximația $i \simeq r$ obținem:

$$d = e\left(1 - \frac{1}{n}\right).$$

Această relație stă la baza metodei Chaulnes de determinare a indicilor de refracție la lame transparente, cu fețe plan-paralele.

Înlocuind datele numerice avem:

$$d = 3 \text{ cm}\left(1 - \frac{1}{\frac{3}{2}}\right) = 1 \text{ cm}.$$

PROBLEME

1. Construiți imaginea unui punct exterior axei optice principale într-o oglindă sferică concavă și într-una convexă.
2. Analizați felul imaginii (reală sau virtuală, dreaptă sau răsturnată) într-o oglindă concavă în funcție de poziția obiectului în raport cu ea:

$$x_1 = -\infty;\ x_1 \in (-\infty, -2f);\ x_1 = -2f;\ x_1 \in (-2f, -f);$$
$$x_1 = -f;\ x_1 \in (-f, 0);\ x_1 = 0.$$

3. Arătați că în cazul oglinzilor convexe, totdeauna imaginea este virtuală, dreaptă și mai mică decît obiectul.
4. Construiți și analizați imaginea unui obiect într-o oglindă plană ($R = \infty$).

5. Demonstrați că o rază ce părăsește o lamă cu fețe plan-paralele este paralelă cu cea incidentă.

6. Construiți imagini în lentilele subțiri pentru x_1 cuprins între aceleași limite ca în problema 2. Analizați felul imaginii și mărimea ei.

7. Arătați că în cazul sistemelor afocale, mărirea sistemului este independentă de poziția obiectului și a imaginii, depinzînd numai de distanțele focale f_1 și f_2 ale celor două lentile.

R: $\beta = -\frac{f_2}{f_1}$.

8. Raza de curbură a unei oglinzi concave este de 80 cm. La ce distanță de oglindă trebuie așezat un obiect, pentru ca imaginea lui reală să fie de două ori mai mare ca obiectul, dar în cazul în care imaginea este virtuală?

R: $x_1 = -60$ cm; $x_1' = -20$ cm.

9. Raza de curbură a unei oglinzi convexe (retrovizoare) este de 40 cm. Un obiect este situat la 10 m depărtare de oglindă. La ce distanță de oglindă se formează imaginea?

R: $x_2 = 19{,}6$ cm.

10. Să se arate că o rază de lumină care se reflectă consecutiv pe două oglinzi plane perpendiculare între ele, după reflexie își schimbă sensul.

11. Un punct luminos A este așezat la 40 cm de o oglindă concavă, avînd distanța focală de 0,3 m. Unde trebuie așezată o oglindă plană, perpendiculară pe axa celei dintîi, pentru ca razele care pornesc din A după reflexii pe cele două oglinzi să conveargă tot în A?

R: $d = 80$ cm de oglinda concavă.

12. Un obiect luminos rectiliniu AB este proiectat pe un ecran așezat la 5,10 m de obiect de către o oglindă concavă. Dacă imaginea este de 16 ori mai mare decît obiectul să se determine distanța focală și poziția oglinzii față de obiect.

R: $f = -32$ cm; $x_1 = -34$ cm.

13. Fie un punct luminos care se găsește pe fața plană a unui dioptru de forma unei calote sferice din sticlă ($n = 1{,}5$). Înălțimea calotei este de 3 cm, iar raza sferei din care face parte 5 cm. La ce distanță de vîrful dioptrului se va forma imaginea? Care este mărirea β dată de acest sistem?

R: $x_2 = -2{,}5$ cm; $\beta = 1{,}25$.

14. Un semicilindru este confecționat din sticlă cu indicele de refracție $n = \sqrt{2}$. Pe fața plană cad raze de lumină sub un unghi $i = 45°$. Razele de lumină se află într-un plan perpendicular pe axa cilindrului. Pe ce porțiune a suprafeței cilindrice ies razele de lumină?
(Olimpiada internațională, Budapesta, 1968).

R: $75° < \varphi < 165°$.

15. O lentilă convergentă formează o imagine reală și de 4 ori mai mare decît un obiect. Știind că distanța dintre obiect și imagine este de 60 cm, să se afle:
a) poziția obiectului și a imaginii;
b) distanța focală a lentilei.

R: $x_1 = -12$ cm; $x_2 = 48$ cm; $f = 9{,}6$ cm.

16. Convergența unei lentile este de 5 dioptrii. La ce distanță de lentilă trebuie așezat un obiect pentru a se obține o imagine virtuală situată la 15 cm de lentilă?

R: $x_1 = -\frac{60}{7}$ cm.

17. Cum variază distanța focală a unei lentile dacă o introducem într-un lichid al cărui indice de refracție este egal cu cel al lentilei?

R: $f = \infty$.

18. Două lentile subțiri biconvexe identice cu distanța focală $f = 20$ cm și $n = 1{,}5$, centrate pe același ax, sînt puse în contact. Se umple cu lichid spațiul rămas liber între lentile. Imaginea unui obiect situat la o distanță de 20 cm de sistem este reală și situată la o distanță de 60 cm de sistem. Să se determine indicele de refracție al lichidului.

R: $n = \frac{4}{3}$.

19. Două lentile convergente avînd convergențele $C_1 = 10$ dioptrii și $C_2 = 20$ dioptrii sînt centrate pe același ax optic la distanța de 15 cm una de alta. Un obiect perpendicular pe axul optic este plasat la 20 cm înaintea lentilei mai convergente. Să se găsească poziția și mărimea imaginii sale. Să se arate că mărimea imaginii nu se schimbă cînd obiectul se deplasează în lungul axului.

R: $x_2 = -50$ cm; $\beta = -\frac{f_1}{f_2}$ sistem afocal, deci mărimea imaginii nu depinde de poziția obiectului.

20. Cu ajutorul unei lentile convergente, subțiri, din sticlă cu $n = \frac{3}{2}$ s-a obținut imaginea reală a unui obiect la distanța de 10 cm de lentilă. Cufundînd obiectul și lentila în apă, fără să se schimbe distanța dintre ele, imaginea s-a obținut la distanța de 60 cm de lentilă. Să se determine distanța focală a lentilei, dacă indicele de refracție al apei este $n' = \frac{4}{3}$.

R: $f = 9$ cm.

21. La ce distanță de o lupă, care are $f = 5$ cm, trebuie așezat un obiect, pentru ca imaginea virtuală, mai mare ca obiectul, să se formeze la distanța optimă de vedere pentru un ochi normal ($\delta = 25$ cm; lupa se ține lîngă ochi)?

R: $x_1 = 4{,}17$ cm.

22. Distanța focală a obiectivului unui microscop este de 4 mm. Obiectul de pe măsuța microscopului se află la 4,2 mm de obiectiv. De cîte ori mărește obiectivul?

R: $\beta = -30$.

23. Distanța focală a obiectivului unui microscop este de 3 mm. Obiectul de pe măsuța microscopului se află la 3,1 mm de obiectiv. Distanța focală a ocularului este de 5 cm. Care este puterea microscopului? Care este grosismentul lui?

R: $P = 600$ dioptrii; $G = 150$ x.

24. Putem construi o lunetă astronomică, dacă în locul lentilei obiectiv a unui microscop punem lentila unor ochelari. Cîte dioptrii trebuie să aibă lentila, dacă grosismentul lunetei devine 50x, iar ocularul este o lentilă convergentă cu distanța focală $f = 5$ cm?

R: $C_{ob} = \frac{1}{f_{ob}} = 0{,}4\ \text{m}^{-1}$.

25. În fața unui aparat fotografic se așază o riglă gradată în cm. Rigla se găsește la o astfel de distanță încît imaginea ei prinsă pe sticla mată a aparatului este egală cu obiectul. Care este distanța focală a obiectivului fotografic, dacă distanța între riglă și geamul mat este de 60 cm?

R: $f = 15$ cm.

26. Într-un telescop este folosită o oglindă concavă cu o rază de curbură $R = 2$ m. În focarul principal al oglinzii se găsește un receptor de radiații sub forma unui disc. Discul este așezat perpendicular pe axa optică a telescopului. Cît de mare trebuie să fie receptorul, pentru ca el să capteze întreaga radiație reflectată de oglindă? Dimensiunea transversală a oglinzii (diametrul calotei sferice) este $2a = 50$ cm.
De cîte ori se micșorează radiația înregistrată de receptor, dacă dimensiunile sale se reduc de opt ori?

Observație: a) În calcule, pentru $x \ll 1$, se poate folosi aproximativ $\sqrt{1 - x^2} \simeq 1 - \frac{x^2}{2}$; *b)* se neglijează difracția.

(Olimpiada internațională de fizică, Moscova, 1970.)

R: $x = 1{,}95$ mm; $\frac{S}{S_1} = 4$, deci radiația înregistrată de receptor se reduce de 4 ori.

8. NOȚIUNI DE TEORIA RELATIVITĂȚII RESTRÎNSE

8.1. BAZELE EXPERIMENTALE ALE TEORIEI RELATIVITĂȚII RESTRÎNSE

8.1.1. **Principiul relativității în mecanica clasică.** La sfîrșitul secolului trecut, teoria lui Maxwell asupra cîmpului electromagnetic era confruntată cu problema explicării fenomenelor electromagnetice în medii în mișcare. Se știe că atît legile mecanicii cît și legile cîmpului electromagnetic sînt formulate în sisteme de referință inerțiale, adică în acele sisteme de referință în care se verifică principiul inerției.

Conform principiului relativității clasice, fenomenele mecanice se petrec la fel în orice sistem de referință inerțial care se mișcă unul față de altul, rectiliniu și uniform. Într-adevăr, fie două sisteme inerțiale SI și $S'I'$ [două corpuri, de exemplu, care se mișcă rectiliniu uniform unul față de altul ca în (fig. 8.1)], cărora le atașăm cîte un sistem de coordonate $(Oxyz)$ respectiv $(O'x'y'z')$. Poziția în spațiu a unui punct material M este determinată de vectorul de poziție $\vec{r}$ în sistemul de referință SI și de $\vec{r}'$ în sistemul $S'I'$. Dacă $\vec{v}$ este viteza de mișcare a sistemului $S'I'$ față de SI și considerăm că la momentul $t = 0$ originile coordonatelor au coincis în spațiu, atunci relațiile care leagă vectorii de poziție ai punctului M în cele două sisteme de coordonate sînt date de transformările lui Galilei:

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{v}t, \; t' = t. \quad (8.1.1)$$

Postularea relației $t = t'$ reflectă concepția clasică newtoniană despre timpul absolut; timpul este același, „curge" la fel în toate sistemele inerțiale. Intervalul de timp dintre două evenimente este același în orice sistem inerțial, are deci un caracter absolut, este independent de sistemul de referință în care a fost măsurat.

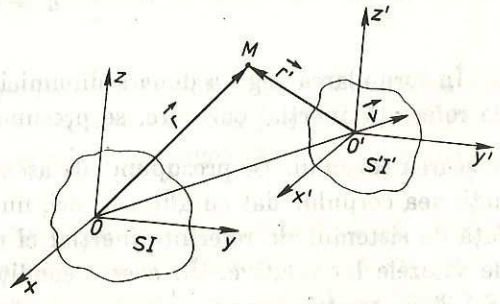


Fig. 8.1. Două sisteme de referință inerțiale și vectorii de poziție corespunzători unui punct M.

Aceasta înseamnă că dacă două evenimente se petrec în același moment ($t_1 = t_2$) într-un sistem inerțial SI, adică sînt simultane în acest sistem, atunci ele sînt simultane în orice alt sistem de referință inerțial $S'I'$ ($t'_1 = t'_2$).

Concluzii similare rezultă pentru dimensiunile corpurilor și, în general, pentru distanțele între locurile unde se petrec diferite evenimente.

Distanța dintre două puncte *1* și *2* din spațiu se definește, într-un sistem de referință inerțial dat, ca modulul diferenței vectorilor de poziție ai celor două puncte la un moment dat. Aplicînd relația (8.1.1) de transformare a vectorilor de poziție care determină pozițiile punctelor *1* și *2* în cele două sisteme inerțiale SI și $S'I'$ avem:

$$\vec{r}'_1 = \vec{r}_1 - \vec{v}t;\ \vec{r}'_2 = \vec{r}_2 - \vec{v}t,\ \text{deci}\ |\vec{r}'_2 - \vec{r}'_1| = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1| = l.$$

Cu alte cuvinte, dimensiunile sau distanțele au — conform transformărilor Galilei — un caracter absolut, sînt independente de sistemul de referință inerțial în care au fost măsurate.

Din aceste motive, se spune că *mecanica newtoniană are la bază conceptele de spațiu și timp absolut.*

Dacă notăm cu $\vec{u} = \dfrac{\Delta\vec{r}}{\Delta t}$ și $\vec{u}' = \dfrac{\Delta\vec{r}'}{\Delta t'}$, vitezele unui punct material în cele două sisteme inerțiale SI și $S'I'$, din relația (8.1.1) obținem direct regula de compunere a vitezelor:

$$\vec{u} = \vec{u}' + \vec{v}. \tag{8.1.2}$$

În sistemul de referință SI, accelerația este $\vec{a} = \dfrac{\Delta\vec{u}}{\Delta t}$ iar în sistemul $S'I'$, $\vec{a}' = \dfrac{\Delta u'}{\Delta t'}$. Pe baza relației (8.1.2) și a invarianței intervalului de timp $\Delta t = \Delta t'$ obținem invarianța accelerației unui punct material:

$$\vec{a} = \vec{a}'. \tag{8.1.3}$$

În formularea legii a doua a dinamicii newtoniene $m\vec{a} = \vec{F}$, într-un sistem de referință inerțial oarecare, se presupune că masa m este independentă de mișcarea corpului. Se presupune, de asemenea, că forța $\vec{F}$, care exprimă interacțiunea corpului dat cu alte corpuri, nu depinde de viteza corpului respectiv față de sistemul de referință inerțial ci numai de distanțele dintre corpuri și de vitezele lor relative. În aceste condiții și pe baza invarianței accelerației (8.1.3) se poate scrie:

$$m\vec{a}' = \vec{F}'.$$

În consecință, *legile mecanicii newtoniene se formulează la fel în toate sistemele de referință inerțiale* și această identitate de formulare este o consecință a transformărilor galileene și a ipotezelor specifice mecanicii privind proprietățile inerțiale ale corpurilor și a interacțiunilor dintre ele.

Dacă principiul relativității se poate aplica și fenomenelor electromagnetice înseamnă că toate procesele electromagnetice se desfășoară la fel în orice sistem de referință inerțial. Cu alte cuvinte, mișcarea rectilinie uniformă de ansamblu a corpurilor față de un sistem de referință inerțial oarecare nu influențează în nici un fel procesele electrodinamice în care sînt implicate aceste corpuri.

Dimpotrivă, dacă principiul relativității nu se poate aplica fenomenelor electromagnetice, înseamnă că mișcarea rectilinie și uniformă a corpurilor influențează desfășurarea proceselor electromagnetice și această influență se poate detecta experimental.

Punerea acestor probleme a generat cercetări experimentale și teoretice de o deosebită importanță pentru dezvoltarea ulterioară a fizicii.

Aplicarea principiului relativității mecanice la fenomenele electromagnetice se lovește, de la început, de o serie de dificultăți.

În primul rînd, la studiul cîmpului electromagnetic am văzut că starea cîmpului electromagnetic depinde de starea de mișcare a corpurilor încărcate cu sarcini electrice. Însăși forța electromagnetică ce acționează asupra unei sarcini electrice q depinde de viteza acestei sarcini față de sistemul de referință în care sînt formulate legile cîmpului electromagnetic.

În al doilea rînd, din teoria lui Maxwell, reiese că viteza de propagare a undelor electromagnetice în vid este aceeași în toate direcțiile și are valoarea $c = 3 \cdot 10^8$ m/s. Pe de altă parte, conform regulii de compunere a vitezelor, viteza luminii poate să fie c numai în sistemul inerțial SI de exemplu, în care se verifică legile lui Maxwell. În orice alt sistem inerțial $S'I'$ care se mișcă rectiliniu și uniform cu viteza $\vec{v}$ față de SI, viteza luminii ar trebui să fie $\vec{c} - \vec{v}$. Cu alte cuvinte, admițînd regula de compunere a vitezelor, la trecerea de la un sistem inerțial la altul, legile electrodinamicii ar trebui să fie schimbate astfel încît viteza de propagare a luminii în acest nou sistem inerțial să fie $\vec{c} - \vec{v}$.

De aici tragem concluzia că a apărut o contradicție între electrodinamică și mecanica newtoniană. Constatăm că dacă se admit transformările galileene legile mecanicii sînt în concordanță cu principiul relativității, iar cele electromagnetice nu.

Pentru a înlătura această dificultate, au fost emise două teorii. Ambele presupuneau că fenomenele electromagnetice sînt procese ce au loc într-un mediu deosebit, numit eter universal, care umple tot spațiul, inclusiv interiorul corpurilor. Se consideră deci, că la descrierea fenomenelor electromagnetice, ca sistem de referință trebuie luat eterul universal.

Prima teorie, cea a lui Hertz, susținea că eterul universal este total antrenat de corpurile în mișcare, astfel încît viteza de propagare a luminii în vid este aceeași față de orice corp, indiferent de starea de mișcare uniformă a acestuia. În teoria sa, Hertz rămîne însă în cadrul concepției clasice newtoniene despre spațiu și timp. Pentru ca teoria sa să verifice principiul relativității, Hertz a trebuit să modifice legile cîmpului electromagnetic în așa fel încît, admițînd transformările lui Galilei, formularea lor să fie totuși aceeași în toate sistemele de referință inerțiale.

A doua teorie, concepută de Lorentz, consideră că eterul este imobil și că el însuși constituie un sistem inerțial deosebit, preferențial, în care legile electrodinamicii au forma cea mai simplă, cea dată de Maxwell, astfel că numai în acest sistem viteza luminii în vid are valoarea $c = 3 \cdot 10^8$ m/s, aceeași în toate direcțiile. Care anume dintre aceste teorii este valabilă, trebuie să decidă experiența. Vom descrie două experiențe care au jucat un rol hotărîtor în elaborarea teoriei relativității einsteiniene.

8.1.2. **Experiența lui Fizeau.** Prin această experiență se poate verifica direct punctul de vedere al lui Hertz. Schema de principiu a experienței este arătată în figura 8.2. Ideea de bază a experienței constă în a compara figura de interferență dată de două fascicule de lumină care traversează o coloană de lichid (apă) în repaus, cu cea obținută cu lichidul în mișcare.

Un fascicul de lumină provenit de la sursa S este divizat de o oglindă semitransparentă O_1. Fasciculul *1* este reflectat de oglinzile O_2, O_3, O_4 și O_1. Observăm că acest fascicul se propagă în sens contrar curentului de lichid din tub. Al doilea fascicul, după ce a trecut prin oglinda O_1, este reflectat de oglinzile O_4, O_3, O_2 și o parte traversează oglinda semitransparentă O_1. Sensul de propagare al acestuia este același cu sensul de curgere al lichidului. După ieșirea din dispozitiv cele două fascicule *1* și *2* se întîlnesc din nou și interferă. Ele sînt coerente deoarece provin de la aceeași sursă.

Dacă eterul din interiorul apei este complet antrenat de aceasta, atunci viteza de propagare a luminii în raport cu lichidul $c_1 = \frac{c}{n}$ este aceeași pentru ambele fascicule (n este indicele de refracție al apei, iar c viteza luminii în vid). Dacă se măsoară viteza luminii în sistemul de referință SI legat de aparat (oglinzile interferometrului), atunci în acest sistem de referință viteza de propagare a fasciculului *1* este $c_1 - v$, respectiv $c_1 + v$ pentru fasciculul *2* (v este viteza de curgere a lichidului). Este evident că viteza de propagare a celor două unde este aceeași în raport cu sistemul fix SI, dacă lichidul nu se mișcă.

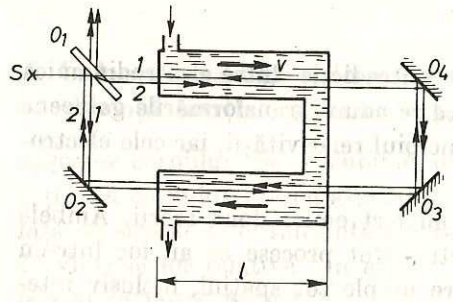


Fig. 8.2. Dispozitiv pentru experiența lui Fizeau.

Experiența se face în felul următor: Se observă cu cît s-a deplasat figura de interferență în cazul cînd lichidul curge în tub, față de cea obținută cu lichidul în repaus. În cazul $v \neq 0$, se introduce o diferență de fază suplimentară între cele două unde, *1* și *2*, datorită vitezelor diferite de propagare ale acestora. Dacă Δt este diferența dintre intervalele de timp în care cele două fascicule au parcurs aceeași distanță în lichid, $2l$, ea va fi dată de relația:

$$\Delta t = \frac{2l}{c_1 - v} - \frac{2l}{c_1 + v}.$$

Știm că diferența de fază este $\Delta\varphi = \frac{\Delta t}{T}$, unde T este perioada de oscilație a undei luminoase. Dacă la numitor neglijăm față de unitate termenul de ordin v^2/c^2 și luăm în considerare că $c_1 = \frac{c}{n}$ și $\lambda = cT$, obținem:

$$\Delta\varphi = \frac{4ln^2}{\lambda} \cdot \frac{v}{c}. \qquad (8.1.4.)$$

În experiența lui Fizeau, într-adevăr, s-a obținut o deplasare a franjelor, dar valoarea ei era aproximativ jumătate din aceea dată de relația (8.1.4.). Astfel, teoria lui Hertz nu este confirmată de experiență.

8.1.3. **Experiența lui Michelson.** Experiența lui Michelson este o experiență foarte precisă în care se pot pune în evidență efecte de ordin doi, adică efecte reprezentate prin v^2/c^2. Pentru a ușura înțelegerea experienței și totodată pentru a putea ilustra rolul eterului neantrenat de corpurile în mișcare, la început, în loc de lumină, vom folosi unde sonore.

Ideea de bază a experienței este următoarea: să ne imaginăm o navă pe a cărei punte, complet deschisă, ne aflăm și vrem să determinăm viteza navei în raport cu aerul imobil. Dacă nava se mișcă cu viteza v față de aerul imobil, atunci intervalele de timp în care impulsul sonor parcurge distanțele SR_1, respectiv R_1S, vor fi (fig. 8.3):

$$\tau_1' = \frac{l_1}{v_s - v} \quad \text{respectiv} \quad \tau_1'' = \frac{l_1}{v_s + v}.$$

În total, timpul necesar pentru ca sunetul să ajungă înapoi la sursă este:

$$\tau_1 = \tau_1' + \tau_1'' = \frac{l_1}{v_s - v} + \frac{l_1}{v_s + v} = \frac{2l_1}{v_s} \cdot \frac{1}{1 - \frac{v^2}{v_s^2}}. \qquad (8.1.5)$$

Cunoscînd viteza de propagare a sunetului v_s în raport cu aerul imobil, distanța l_1 de la

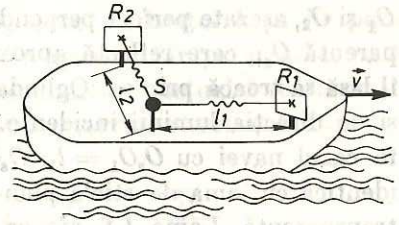


Fig. 8.3. Determinarea vitezei unei nave în raport cu aerul imobil.

sursa S la suprafața reflectătoare R_1 și intervalul de timp τ_1, viteza navei în sistemul de referință fix (aerul imobil) se determină din relația (8.1.5).

Viteza de mișcare a navei se poate determina și dispunînd o suprafață reflectătoare R_2 astfel ca brațul $SR_2 = l_2$ să fie perpendicular pe direcția de mișcare a navei. Din figura 8.4, se poate calcula intervalul de timp τ_2 în care sunetul parcurge distanța $S'R_2 + R_2S''$, adică timpul necesar pentru reîntoarcerea impulsului sonor înapoi la sursă. Aici S' și S'' sînt pozițiile navei (deci ale sursei) în momentul emiterii, respectiv recepționării, impulsului sonor. Evident, în acest interval de timp, nava a parcurs distanța $S'S'' = v\tau_2$. Avem deci:

$$\tau_2 = \frac{2l_2}{v_s} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{v_s^2}}}. \qquad (8.1.6.)$$

Măsurînd acest interval de timp, viteza navei se poate determina din relația (8.1.6).

Constatăm de asemenea că viteza navei se mai poate determina trimițînd un impuls sonor simultan spre cele două suprafețe reflectătoare și înregistrînd intervalul de timp dintre momentele sosirii lor înapoi la sursă, adică măsurînd diferența $\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1$. Din relațiile (8.1.6.) și (8.1.5.) obținem:

$$\Delta\tau = \frac{2}{v_s}\left[\frac{l_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{v_s^2}}} - \frac{l_1}{1 - \frac{v^2}{v_s^2}}\right]. \qquad (8.1.7.)$$

Tocmai acest ultim procedeu a fost folosit în experiența lui Michelson.

Să trecem acum la experiența cu lumină. Rolul navei va fi preluat de globul pămîntesc, a cărui mișcare orbitală în jurul Soarelui pe o porțiune mică de arc se poate considera rectilinie și uniformă. Rolul aerului va fi preluat de eterul imobil.

Pentru a pune în evidență mișcarea absolută a Pămîntului, adică posibilitatea folosirii eterului ca sistem unic de referință pentru orice experiență de optică, Albert Michelson a construit un interferometru care îi poartă numele.

Interferometrul lui Michelson (fig. 8.5) este format din două oglinzi plane O_1 și O_2, așezate perfect perpendicular una față de alta, și o oglindă semitransparentă O_s, care reflectă aproximativ 50% din lumina incidentă iar restul îl lasă să treacă prin ea. Oglinda O_s este așezată la 45° față de celelalte oglinzi și de direcția luminii incidente. Brațele interferometrului le vom nota ca și în cazul navei cu $O_sO_1 = l_1$, $O_sO_2 = l_2$. Lama de sticlă plan-paralelă LS este identică cu lama de sticlă plan-paralelă pe care a fost depusă oglinda semitransparentă. Lama LS are ca scop compensarea diferenței de drum optic introdusă de suportul de sticlă al oglinzii semitransparente.

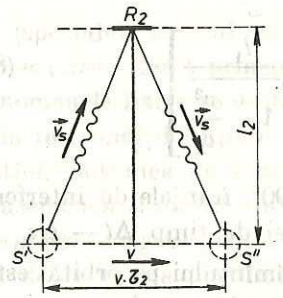


Fig. 8.4. Pozițiile navei la momente diferite.

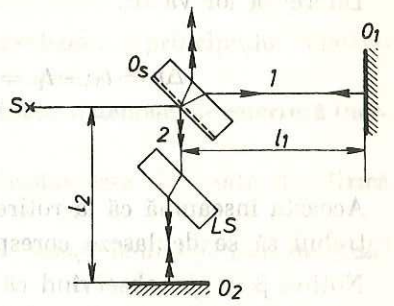


Fig. 8.5. Interferometrul lui Michelson.

Oglinda semitransparentă O_s împarte fasciculul de lumină incident sosit de la sursa S în două fascicule, *1* și *2*. Fasciculul *2* este reflectat de oglinda O_2, după care trece prin O_s. Fasciculul *1* transmis de O_s este reflectat de O_1 și apoi o parte din el se reflectă pe O_s, părăsind aparatul paralel cu fasciculul *2* și interferă cu acesta.

Experiența se face în felul următor: Interferometrul se așază astfel încît brațul l_1 să fie îndreptat în direcția mișcării Pămîntului pe orbita sa în jurul Soarelui, iar brațul l_2, perpendicular pe acesta. La ieșirea din aparat, între oscilațiile celor două unde, *1* și *2*, există o diferență de fază, datorită vitezelor diferite de propagare a luminii în direcția mișcării Pămîntului și perpendicular pe aceasta, la fel ca și în cazul experienței cu unda sonoră. Notînd cu c viteza luminii în raport cu eterul imobil și cu v viteza de mișcare a Pămîntului, diferența de fază dintre cele două unde la ieșirea din aparat va fi determinată de diferența de timp dintre momentele sosirii la O_s a celor două fronturi de undă, care provin din frontul de undă divizat la incidența pe O_s. Observăm deci că punctul de incidență pe O_s joacă același rol ca și punctul în care se afla sursa sonoră de pe navă. Această diferență de timp este dată de relația (8.1.7.), în care vom înlocui pe v_s, cu c, deci:

$$\Delta\tau = \frac{2}{c}\left[\frac{l_2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - \frac{l_1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}\right]. \qquad (8.1.8)$$

Dacă se rotește interferometrul cu 90°, astfel ca brațul l_2 să fie paralel cu direcția de mișcare a Pămîntului iar l_1 perpendicular pe aceasta, notînd cu t (în loc de τ) intervalele de timp corespunzătoare actualei configurații și menținînd corespondența între indicii acestor intervale și cei ai brațelor, obținem:

$$t_2 = \frac{2l_2}{c} \cdot \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \text{ respectiv, } t_1 = \frac{2l_1}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Diferența lor va fi:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{2}{c}\left[\frac{l_2}{1-\frac{v^2}{c^2}} - \frac{l_1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c_2}}}\right]. \qquad (8.1.9)$$

Aceasta înseamnă că la rotirea aparatului cu 90°, franjele de interferență ar trebui să se deplaseze corespunzător diferenței de timp $\Delta t - \Delta\tau$.

Notînd $\beta = v/c$, observînd că $\beta \ll 1$ (viteza Pămîntului pe orbită este de aproximativ 30 km/s) și neglijînd pe β^4 față de unitate, avem:

$$\frac{1}{1-\beta^2} = \frac{1+\beta^2}{1-\beta^4} \simeq 1+\beta^2; \quad \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\sqrt{1+\beta^2}}{\sqrt{1-\beta^4}} \simeq \sqrt{1+\beta^2}$$

și (8.1.10)

$$\sqrt{1+\beta^2} = \sqrt{\left(1+\frac{1}{2}\beta^2\right) - \frac{1}{4}\beta^4} \simeq 1+\frac{1}{2}\beta^2.$$

Cu aceste observații obținem:

$\Delta t - \Delta\tau \simeq \frac{\beta^2}{c}(l_1 + l_2)$ sau, în cazul brațelor egale, $l_1 = l_2 = l$,

$$\Delta t - \Delta\tau \simeq \frac{2l}{c}\beta^2. \qquad (8.1.11)$$

Spre marea surpriză a fizicienilor, nu s-a produs nici o deplasare de franje, deci experiența nu a dat nici o indicație asupra mișcării absolute a Pămîntului. Rezultatul „negativ" al experienței lui Michelson nu putea fi explicat nici prin ipoteza eterului total antrenat de Pămînt, deoarece aceasta era infirmată de alte experiențe. Astfel, experiența lui Michelson a constituit o indicație privind imposibilitatea de a pune în evidență mișcarea absolută a unui sistem de referință. Totodată, această experiență, reluată în mai multe variante, dă o indicație asupra faptului că deducțiile care se bazează pe ipoteza că viteza luminii în vid ar diferi de la un sistem de referință la altul, conform formulei galileene de compunere a vitezelor, sînt infirmate de experiență.

8.2. POSTULATELE LUI EINSTEIN. CONSECINȚE

8.2.1. **Postulatele lui Einstein.** O revizuire critică a noțiunilor de spațiu și timp, pe baza unei analize profunde a faptelor experimentale și teoretice de care dispunea fizica la începutul secolului XX, i-a permis lui Albert Einstein construirea unei teorii, care a revoluționat întreaga fizică.

Concluziile acestei analize au fost sintetizate de către Einstein (1905) în două postulate, care constituie punctul de pornire al teoriei relativității restrînse (speciale). Primul postulat este o generalizare a principiului relativității mecanice. Acest principiu al lui Einstein afirmă că:

Fenomenele fizice se desfășoară identic în toate sistemele de referință inerțiale în condiții inițiale identice.

Astfel, noțiunea de sistem de referință absolut este eliminată din fizică și de asemenea și eterul universal.

Formularea legilor fizicii este aceeași în toate sistemele de referință inerțiale.

Cel de-al doilea postulat afirmă:

Viteza luminii în vid are aceeași valoare în toate sistemele de referință inerțiale și în toate direcțiile adică nu depinde de mișcarea sursei de lumină sau a observatorului.

Viteza luminii în vid reprezintă viteza maximă de transmitere a oricărei interacțiuni.

Teoria relativității restrînse, care se bazează pe cele două postulate ale lui Einstein, ia în considerare numai sistemele inerțiale. Mișcarea accelerată a sistemelor de referință se studiază în cadrul teoriei generalizate a relativității.

Teoria relativității a lui Einstein reprezintă o concepție nouă despre spațiu și timp. Afirmația privind constanța vitezei luminii în vid și a faptului că aceasta reprezintă viteza maximă de transmitere a oricărei interacțiuni, a condus la reconsiderarea unor noțiuni spațio-temporale fundamentale ca: simultaneitatea, durata unui proces sau intervalul de timp dintre diferite evenimente, dimensiunile corpurilor, respectiv distanțele ce separă în spațiu diferitele evenimente. Propagarea unui semnal luminos în vid și valoarea vitezei acestuia sînt elemente comune tuturor sistemelor de referință inerțiale și pot fi puse la baza unor definiții fundamentale în toate aceste sisteme. În acest sens vom expune concepția lui Einstein despre simultaneitate, durata unui proces și dimensiunile corpurilor în mișcare.

8.2.2. **Caracterul relativ al simultaneității.** Să considerăm două sisteme de referință inerțiale SI și $S'I'$, ultimul deplasîndu-se față de primul cu viteza $\vec{v}$ (fig. 8.6) și două ceasornice identice legate solidar de sistemul $S'I'$. Pentru ilustrare, considerăm că sistemul inerțial $S'I'$ este o navă cosmică care se deplasează cu viteza $\vec{v}$ față de Pămînt, sistemul SI. La extremitățile navei A și B sînt plasate cele două ceasornice identice. La jumătatea distanței dintre cele două ceasornice, în punctul C, se află o sursă de lumină, care emite un semnal luminos, reprezentat în figura 8.7 printr-un front de undă sferică. Semnalul luminos se propagă în toate direcțiile cu aceeași viteză c (experiența se desfășoară în vid) atît față de sistemul de referință $S'I'$ cît și față de

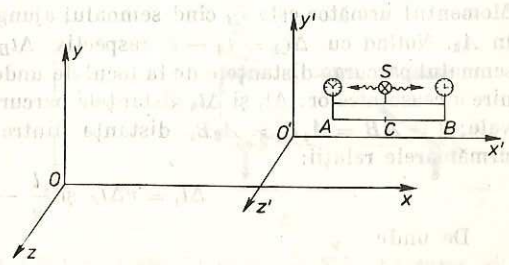


Fig. 8.6. Două ceasornice și o sursă de lumină legate solidar de sistemul $S'I'$.

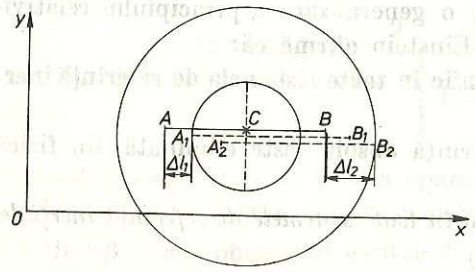


Fig. 8.7. Poziţiile ceasornicelor la momente diferite.

SI (conform postulatului doi). Este natural să admitem că sosirile semnalului luminos în punctele A şi B unde sînt plasate ceasornicele sînt două evenimente simultane în sistemul $S'I'$. Această afirmaţie reprezintă un criteriu fizic al simultaneităţii faţă de un sistem de referinţă dat. Presupunem că cele două ceasornice din A şi B indică sosirea semnalului prin momentele t'_A şi t'_B. Dacă aceste indicaţii sînt identice ($t'_A = t'_B$) spunem că cele două ceasornice merg sincron (sînt sincronizate). Dacă nu, ele nu sînt sincrone, dar procedeul de mai sus permite sincronizarea lor. În teoria relativităţii se consideră că toate sistemele de referinţă sînt înzestrate cu ceasornice proprii sincronizate.

Astfel, dacă toate ceasornicele din sistemul $S'I'$ (legate solidar cu $S'I'$) sînt considerate sincronizate şi în momentul t' s-a emis un semnal luminos în punctul C, pentru momentele recepţionării semnalului de către cele două ceasornice avem $t'_A = t'_B = l'/2c$, unde l' este distanţa dintre ceasornice măsurată în sistemul $S'I'$.

Să analizăm ce constată un observator din sistemul *SI*. Faţă de acest sistem de referinţă, cele două ceasornice se deplasează cu aceeaşi viteză $\vec{v}$. În consecinţă, semnalul luminos emis la un moment dat t de către sursa din C, nu va ajunge simultan la cele două ceasornice A şi B, deoarece în timpul propagării semnalului cu viteza c spre ele, ceasornicul A se apropie, iar B se îndepărtează de locul unde a fost emis semnalul. Deci două evenimente ce au avut loc în punctele A şi B sînt simultane în $S'I'$, dar nu sînt simultane în sistemul de referinţă *SI*.

Simultaneitatea a două evenimente din locuri diferite este relativă.

Să urmărim poziţiile ceasornicelor A şi B în trei momente diferite (fig. 8.7), din punctul de vedere al observatorului din *SI*. În momentul t, se emite un semnal luminos în punctul C. În momentul t_A semnalul întîlneşte ceasornicul A în A_1, ceasornicul B aflîndu-se în B_1. Momentul următor este t_B cînd semnalul ajunge din urmă ceasornicul B în B_2, A fiind în A_2. Notînd cu $\Delta t_A = t_A - t$, respectiv $\Delta t_B = t_B - t$, intervalele de timp în care semnalul parcurge distanţele de la locul de unde el a fost emis şi pînă la locurile de întîlnire a ceasornicelor; Δl_1 şi Δl_2 distanţele parcurse de cele două ceasornice în aceste intervale; $l = AB = A_1B_1 = A_2B_2$ distanţa dintre ceasornice în sistemul *SI*, putem scrie următoarele relaţii:

$$\Delta l_1 = v\Delta t_A \text{ şi } \frac{l}{2} - \Delta l_1 = c\Delta t_A.$$

De unde

$$\Delta t_A = \frac{l}{2(c+v)}.$$

În mod analog:

$$\Delta l_2 = v\Delta t_B \text{ şi } \frac{l}{2} + \Delta l_2 = c\Delta t_B, \text{ adică,}$$

$$\Delta t_B = \frac{l}{2(c-v)}.$$

Momentele recepţionării semnalului de către cele două ceasornice vor fi:

$$t_A = t + \Delta t_A \text{ respectiv } t_B = t + \Delta t_B.$$

Introducînd valorile pentru Δt_A şi Δt_B obţinem:

$$t_B + t_A = \frac{lv}{c^2(1 - v^2/c^2)}$$

Aceasta înseamnă că cele două evenimente (recepţionarea semnalelor) care faţă de sistemul $S'I'$ sînt simultane ($t'_A = t'_B$) în sistemul *SI* au loc în momente diferite.

8.2.3. **Intervalul de timp dintre două evenimente este relativ.** Conform teoriei relativităţii restrînse, intervalul de timp nu are un caracter absolut. Dacă intervalul de timp dintre două evenimente (sau durata unui proces) care se petrec în acelaşi loc în sistemul $S'I'$ este $\Delta t'$, atunci intervalul de timp Δt dintre aceleaşi două evenimente în sistemul *SI*, faţă de care $S'I'$ se deplasează cu viteza $\vec{v}$ este:

$$\Delta t = \frac{\Delta t'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \qquad (8.2.1)$$

Aceasta înseamnă că *durata unui proces este minimă în acel sistem de referinţă faţă de care locul unde se petrece acest proces este fix.* În oricare alt sistem inerţial faţă de care locul respectiv se deplasează, durata dintre două evenimente este mai mare. Spunem că are loc „dilatarea duratei".

În sistemul $S'I'$, să considerăm o sursă de lumină solidară cu acesta şi o oglindă O fixă, aşezate ca în figura 8.8, *a*. Dacă notăm cu $l' = OS$, t_1 şi t'_1 momentul emisiei respectiv al reîntoarcerii semnalului la sursă, intervalul de timp dintre aceste două evenimente va fi:

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1 = \frac{2l'}{c}. \qquad (8.2.2)$$

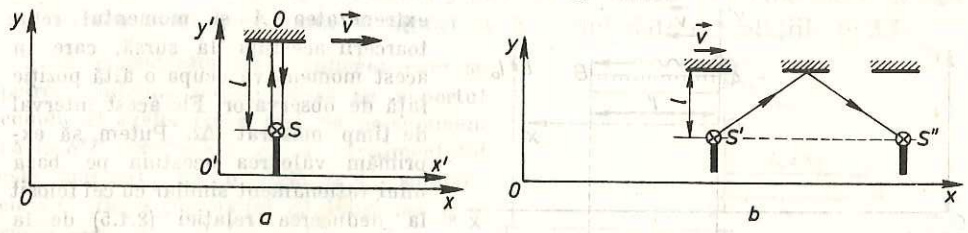


Fig. 8.8. *a)* Sursa de semnal şi oglinda sînt solidar legate de sistemul $S'I'$; *b)* sursa şi oglinda văzute de un observator din sistemul *SI*.

Un observator din sistemul SI măsoară un interval de timp Δt între momentul emiterii și cel al recepționării semnalului. Fie S' și S'' pozițiile sursei în momentul emiterii respectiv reîntoarcerii semnalului (fig. 8.8, *b*). Observăm că intervalul de timp Δt se poate calcula pe baza unui raționament asemănător cu cel folosit la descrierea experienței Michelson (sau la cea cu nava). Conform relației (8.1.6), putem scrie:

$$\Delta t = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \tag{8.2.3}$$

unde l este distanța dintre sursă și oglindă în sistemul SI. Deoarece $l = l'$, ținînd seama de relația (8.2.2.), obținem relația (8.2.1).

8.2.4. **Dimensiunile corpurilor sau, în general, distanțele dintre ele au un caracter relativ.** Distingem două cazuri:

— direcțiile pe care se măsoară lungimile în cele două sisteme inerțiale SI și $S'I'$ sînt într-un plan perpendicular pe direcția vitezei relative $\vec{v}$;

— direcțiile menționate mai sus sînt paralele cu viteza $\vec{v}$.

În primul caz, este natural să presupunem că cele două dimensiuni, respectiv distanța, sînt aceleași în ambele sisteme de referință. Această afirmație este de fapt o consecință a postulatelor lui Einstein.

Să considerăm o riglă de grosime neglijabilă solidară cu sistemul $S'I'$ (fig. 8.9). Fie l_0 lungimea riglei în acest sistem (numit sistem propriu al obiectului). Lungimea l a acestui obiect măsurată în sistemul SI este dată de relația:

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}. \tag{8.2.4}$$

Această relație ne arată că *lungimea corpurilor se „contractă"* pe direcția mișcării lor, fiind maximă în sistemul de referință propriu.

Să considerăm că rigla AB se află în repaus în sistemul $S'I'$ și capătul A coincide cu O'. Determinarea lungimii riglei în sistemul $S'I'$ o realizăm, trimițînd un semnal luminos din extremitatea A a riglei și măsurînd intervalul de timp după care semnalul reflectat de oglinda din B revine în A. Dacă $l' = l_0$ este lungimea riglei în sistemul $S'I'$ și $\Delta t'$ intervalul de timp cu ajutorul căruia am determinat lungimea l_0, atunci

$$2l_0 = c\Delta t'. \tag{8.2.5}$$

Pentru măsurarea lungimii riglei AB mobile de către un observator din SI, se va folosi același proces descris mai sus. Observatorul din SI înregistrează intervalul de timp dintre momentul emiterii semnalului din extremitatea A și momentul reîntoarcerii acestuia la sursă, care în acest moment va ocupa o altă poziție față de observator. Fie acest interval de timp măsurat Δt. Putem să exprimăm valoarea acestuia pe baza unui raționament similar cu cel folosit la deducerea relației (8.1.5) de la experiența cu nava sau cu interferometrul Michelson (brațul interferometrului paralel cu direcția de mișcare). Dar ca și la raționamentul privind relativitatea simultaneității, $c \pm v$ nu mai reprezintă valori ale vitezei semnalului față de vreun sistem de referință! Acest interval de timp este:

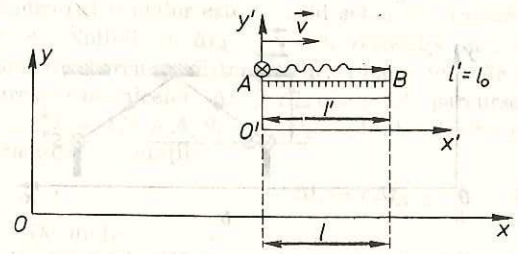


Fig. 8.9. Rigla este solidară cu sistemul $S'I'$.

$$\Delta t = \frac{2l}{c} \cdot \frac{1}{1 - v^2/c^2},$$

în care cu l am notat lungimea riglei în sistemul SI. Observăm că $\Delta t'$ fiind intervalul de timp în sistemul $S'I'$ față de care emisia și recepția semnalului se petrec în același loc, conform relației de dilatare a duratei (8.2.1) și a relației (8.2.5) obținem:

$$l = l_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}.$$

8.3. TRANSFORMĂRILE LORENTZ

Relațiile deduse mai sus pot fi obținute direct din transformări de coordonate de poziție și timp, cunoscute sub numele de transformările lui Lorentz (stabilite de H.A. Lorentz înainte de elaborarea teoriei relativității restrînse). Semnificația lor fizică corectă a stabilit-o A. Einstein, care a regăsit aceste transformări ca o consecință a postulatelor teoriei relativității. Aceste transformări sînt:

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad y' = y, \quad z' = z,$$
$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \tag{8.3.1}$$

Relațiile inverse rezultă înlocuind pe v prin $-v$:

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \tag{8.3.2}$$

Semnificația fizică a acestor transformări este următoarea: dacă un eveniment (emisia sau recepția unui semnal, o explozie etc.) se petrece într-un punct de coordonate de poziție (x, y, z) la momentul t în raport cu sistemul SI, atunci coordonatele de poziție (x', y', z') ale punctului și momentul t' la care se petrece acest eveniment în raport cu $S'I'$ sînt date de relațiile (8.3.1).

Să considerăm un eveniment care se petrece într-un punct situat pe suportul comun al axelor Ox și Ox'. Să presupunem că în $S'I'$ coordonata x'_A a evenimentului este măsurată cu o riglă $O'A'$, solidară cu $S'I'$ (fig. 8.10), astfel că lungimea l_0 a riglei este chiar $x'_A (x'_A = l_0)$.

Să considerăm acum evenimentul și rigla $O'A'$ privite din sistemul SI. La momentul

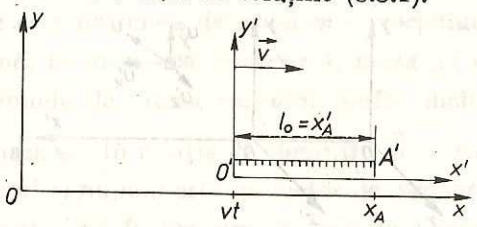


Fig. 8.10. Coordonatele unei rigle în două sisteme inerțiale.

t_A, la care se petrce evenimentul, extremitatea A' a riglei mobile are coordonata x_A, iar extremitatea O' are coordonata $x_{O'} = vt_A$ (conform legii de mişcare uniformă şi a coincidenţei la $t = 0$ a celor două origini O şi O'). Lungimea unui obiect în mişcare o calculăm efectuînd diferenţa coordonatelor extremităţilor sale considerate la acelaşi moment. Deci lungimea riglei $O'A'$ în sistemul SI va fi: $l = x'_A - vt_A$. Dar, conform relaţiei pentru contracţia lungimilor (8.2.4) şi ţinînd seama că $l_0 = x'_A$, obţinem:

$$x_A - vt_A = x'_A\sqrt{1 - v^2/c^2}, \text{ adică } x'_A = \frac{x_A - vt_A}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \tag{8.3.3}$$

Raţionamentul poate fi repetat inversînd rolul sistemelor (rigla OA solidară cu SI). În acest caz, pe baza rezultatului (8.3.3.), putem scrie

$$x_A = \frac{x'_A + vt'_A}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \tag{8.3.4}$$

Din ultimele două relaţii rezultă relaţiile de transformare pentru t'_A şi t_A.

8.4. CINEMATICA ŞI DINAMICA RELATIVISTĂ

8.4.1. **Compunerea vitezelor în mecanica relativistă.** Pentru a arăta cum se compun vitezele în teoria relativităţii, vom considera două sisteme inerţiale ca în figura 8.11, unde sistemul $S'I'$ se mişcă faţă de sistemul SI cu viteza $\vec{v}$. Ne propunem să aflăm transformarea componentelor vitezei în cele două sisteme. Prin definiţie componenta vitezei pe axa Ox în sistemul SI este $u_x = \frac{\Delta x}{\Delta t}$, iar în sistemul $S'I'$, $u'_x = \frac{\Delta x'}{\Delta t'}$. Notînd $\beta^2 = v^2/c^2$, pe baza transformărilor lui Lorentz obţinem:

$$\Delta x = x_2 - x_1 = \frac{\Delta x' + v\Delta t'}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Analog, intervalul de timp $\Delta t = t_2 - t_1$ se va scrie:

$$\Delta t = \frac{\Delta t' + \frac{v}{c^2}\Delta x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Componenta vitezei mobilului pe direcţia x va fi:

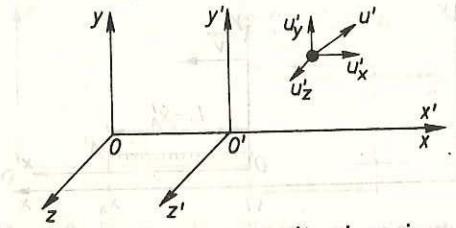


Fig. 8.11. Componentele vitezei unui punct material în sistemul mobil.

$$u_x = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\Delta x' + v\Delta t'}{\Delta t' + \frac{v}{c^2}\cdot\Delta x'} = \frac{\Delta t'\left(\frac{\Delta x'}{\Delta t'} + v\right)}{\Delta t'\left(1 + \frac{v}{c^2}\cdot\frac{\Delta x'}{\Delta t'}\right)}$$

adică:

$$u_x = \frac{u'_x + v}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}}. \tag{8.4.1}$$

În mod analog găsim:

$$u_y = \frac{u'_y\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}}, \text{ respectiv } u_z = \frac{u'_z\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \frac{u'_x v}{c^2}} \tag{8.4.2}$$

Pentru viteze mici faţă de c, adică $v \ll c$ şi $u \ll c$, formulele de mai sus pot fi înlocuite prin formulele de compunere a vitezelor din mecanica newtoniană.

8.4.2. **Dinamica relativistă.** Teoria relativităţii a lui Einstein, respectiv noua concepţie despre spaţiu şi timp implică o schimbare fundamentală şi în dinamică.

În cazul dinamicii newtoniene, legea a doua a mecanicii:

$$m\frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t} = \vec{F},$$

are aceeaşi formă în orice sistem inerţial. Din această relaţie rezultă în particular că dacă se acţionează cu o forţă constantă asupra unui corp timp îndelungat, viteza corpului poate creşte oricît de mult.

Pe de altă parte, din postulatul doi al lui Einstein reiese că nu poate exista o viteză fizică (viteza unui corp sau viteza de transmitere a unei interacţiuni) mai mare decît viteza de propagare a luminii în vid $c = 3 \cdot 10^8$ m/s. Aceasta înseamnă că principiul doi al dinamicii nu mai este valabil pentru viteze mari ale corpurilor.

Einstein a arătat că la baza dinamicii relativiste se poate pune legea fundamentală, aşa cum a enunţat-o însuşi Newton, scrisă sub forma:

$$\frac{\Delta\vec{p}}{\Delta t} = \vec{F}.$$

Ceea ce suferă modificări esenţiale este noţiunea de masă m a corpului. Spre deosebire de mecanica newtoniană, în mecanica relativistă, masa m a corpului, deci măsura inerţiei sale, depinde de viteza corpului, astfel încît, cu creşterea vitezei acestuia creşte şi masa sa. În relaţia de definiţie $\vec{p} = m\vec{v}$ a impulsului unui punct material, factorul m nu mai este un factor de proporţionalitate constant între impuls şi viteză ci un factor care depinde de viteza corpului.

S-a găsit că relația care exprimă dependența masei corpului de viteza sa $\vec{v}$ are forma:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}. \qquad (8.4.3)$$

Graficul acestei dependențe este arătat în figura 8.12. Se constată că o variație esențială a masei are loc numai la viteze apropiate de c.

Legea fundamentală a dinamicii relativiste se scrie deci sub forma:

$$\frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} = \vec{F}, \text{ unde impulsul relativist este } \vec{p} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

8.4.3. **Legătura între masă și energie.** Dependența masei de viteza de mișcare ne permite găsirea unei relații între masă și energie. Pentru viteze mici $v < c$ această dependență se obține ușor, neglijînd termenul v^4/c^4 față de unitate în radicalul din expresia masei (8.4.3.) scrisă sub forma:

$$\sqrt{1 - \beta^2} = \sqrt{\left(1 - \frac{1}{2}\beta^2\right)^2 - \frac{1}{4}\beta^4} \simeq$$

$$\simeq 1 - \frac{1}{2}\beta^2, \text{ unde } \beta = \frac{v}{c}.$$

Introducînd în expresia masei această valoare aproximativă a radicalului și înmulțind numărătorul și numitorul cu $1 + \frac{1}{2}\beta^2$, după neglijarea termenului în β^4 obținem:

$$m \simeq m_0 + \frac{1}{2}\frac{m_0 v^2}{c^2}. \qquad (8.4.4.)$$

Observăm că această relație aproximativă conține expresia newtoniană a energiei cinetice, $\Delta m \equiv m - m_0 \simeq \frac{1}{c^2} \cdot \frac{m_0 v^2}{2}$. Generalizarea relativistă constă în a considera inclus în energia cinetică tot ceea ce s-a neglijat la aproximările făcute mai sus. În aceste condiții putem scrie definiția energiei cinetice relativiste:

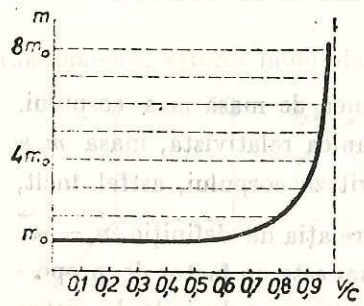


Fig. 8.12. Variația masei cu viteza.

$$m - m_0 = \frac{W_{\text{cinetic}}}{c^2}. \qquad (8.4.5)$$

Constatăm deci că energia cinetică a unui corp de masă de repaus m_0 este dată de diferența a doi termeni:

$$W = mc^2 \quad (8.4.6) \text{ și } W_0 = m_0 c^2. \quad (8.4.7)$$

Einstein a dat următoarea interpretare relației (8.4.5): energia de mișcare W_{cinetic} nu este altceva decît diferența dintre energia corpului în mișcare $W = mc^2$ și energia corpului în repaus $W_0 = m_0 c^2$. Astfel, Einstein a introdus relația dintre masă și energie căreia i-a dat o valabilitate universală.

Relația (8.4.5) se generalizează pentru energii de orice formă și afirmă că: *variației masei* Δm *totdeauna îi corespunde o variație de energie, adică*

$$\Delta W = \Delta m \cdot c^2.$$

Ultima relație este foarte importantă pentru toate domeniile fizicii moderne.

PROBLEME

1. Pentru ce viteză relativă a mișcării, contracția relativistă reprezintă 25% din lungimea corpului în repaus?

   R: 198 000 km/s.

2. Ce valoare trebuie să aibă viteza unui corp în mișcare pentru ca dimensiunea lui longitudinală să se micșoreze de 2 ori?

   R: $2{,}6 \cdot 10^8$ m/s.

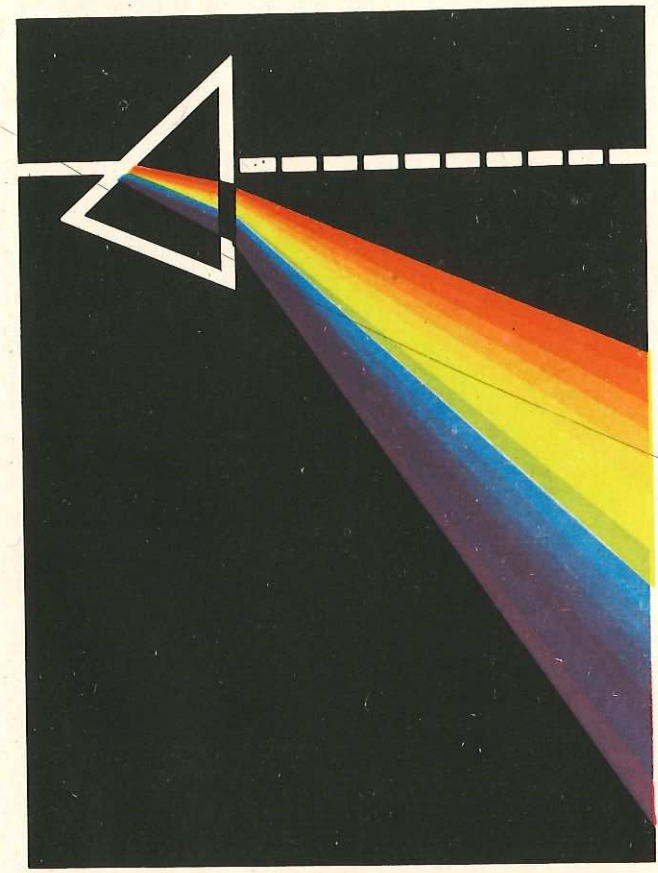
3. O particulă accelerată atinge o viteză egală cu 95% din viteza luminii în vid. Să se calculeze contracția relativă a particulei.

   R: 68,8%.

4. O navă cosmică se îndepărtează de Pămînt în spațiul interplanetar cu viteza relativă $v = (4/5)c$. Din navă este lansată în direcția de mișcare a acesteia o mică rachetă de cercetare cu o viteză relativă față de navă $u = (4/5)c$. Care va fi viteza relativă a rachetei de cercetare față de Pămînt?

   R: $(40/41)\ c$.

Nr. colilor de tipar: 16
Format 70 × 100/16
Bun de tipar: martie 1990
Nr. plan 36107

IPC

Intreprinderea Poligrafică Cluj
B-dul 22 Decembrie 146
Municipiul Cluj-Napoca
România